

7-Молекулярная физика, моделирование физических процессов, физика жидкостей и газов

Архипов Дмитрий Григорьевич, 4 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Моделирование динамики нелинейных возмущений границы раздела горизонтального потока неглубокой вязкой жидкости
Научный руководитель: Хабахпашев Георгий Алексеевич, к.ф.-м.н., с.н.с., Институт теплофизики им. С.С.Кутателадзе СО РАН
Адрес: 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 18, к. 321
Телефон: (3832) 39-10-35
E-Mail: theory@itf.nsc.ru стр. 350

Астанин Александр Владимирович, аспирант
Томский Государственный Университет, физико-технический
Численное исследование взаимодействия ударной волны взрыва с дисперсными защитными преградами
Научный руководитель: Васенин Игорь Михайлович, д. ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой прикладной аэромеханики, Томский государственный университет, ФТФ, кафедра прикладной аэромеханики
Адрес: 634050, Томск, пр.Ленина, 36, Томский государственный университет, ФТФ
Телефон: (3822) 41-06-21
E-Mail: astanin@ftf.tsu.ru стр. 352

Бойков Дмитрий Валерьевич, аспирант 2 курса
Красноярский Государственный Технический Университет, инженерно-физический
Моделирование потокораспределения в разветвленной системе трубопроводов
Научный руководитель: Славин Вадим Соломонович, д.ф.-м.н., зав.кафедрой теплофизики КГТУ, КГТУ
Адрес: Красноярск, Красноярский Государственный технический университет, Киренского, 26.
E-Mail: dimkadim@yandex.ru стр. 354

Володин Олег Александрович, 6 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Экспериментальное исследование волновых процессов и кризисных явлений в интенсивно-испаряющихся и кипящих стекающих пленках жидкого азота
Научный руководитель: Павленко Александр Николаевич, д.ф.-м.н., Зав. Лаб., Институт Теплофизики СО РАН
Адрес: г. Новосибирск, 630090, Пирогова 18, комната 413 Б
Телефон: (3832)34-37-00
E-Mail: volodin@ngs.ru стр. 355

Галимзянов Марат Назипович, м.н.с.
Институт механики Уфимского научного центра РАН, Математический
Эффекты нелинейности при воздействии импульса конечной длительности на твердую стенку покрытою завесой
Научный руководитель: Шагапов Владик Шайхулагамович, д.ф.-м.н., г.н.с, Институт механики УНЦ РАН
Адрес: 450000, Башкортостан, Уфа, К. Маркса 12, кор. 6, Институт механики УНЦ РАН
Телефон: (3472) 23-95-37
E-Mail: monk@email.ru стр. 357

Гельчинский Алексей Борисович, 6 курс
Санкт Петербургский Государственный Университет, физический
Разработка обобщенного метода оптимального отображения параллельных программ на структуру многопроцессорного вычислителя

Научный руководитель: Комолкин Андрей Владимирович, кандидат физ.-мат. наук, доцент, Санкт-Петербургский государственный университет
Адрес: 198504, г. Петродворец, ул. Ботаническая, 64/2, общ.
E-Mail: alexei@s-mail.com стр. 359

Гизатуллин Руслан Гаязович, аспирант 2 года обучения
Стерлитамакский Государственный Педагогический Институт, физико-математический
Математическое моделирование функционирования газонефтяной скважины в осложненных условиях с применением электронасоса
Адрес: 453103 Республика Башкортостан, г.Стерлитамак, ул.Деповская 27-19,
Телефон: (3473)43-10-56
E-Mail: Gizatullin@rambler.ru стр. 360

Горев Василий Николаевич, 5 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Особенности развития `пассивных` структур в пограничном слое прямого крыла
Научный руководитель: Козлов Виктор Владимирович, доктор ф.-м. наук, ведущий научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной механики СО РАН
Адрес: 630090 г. Новосибирск ул. Пирогова д.18 к.322
E-Mail: gorev.vasily@ngs.ru стр. 361

Гроо Александр Александрович, аспирант 2 курса
Красноярский Государственный Технический Университет, инженерно-физический
Моделирование нестационарных процессов термической обработки бурого угля.
Научный руководитель: Славин Вадим Соломонович, д.ф.-м.н., зав.кафедрой теплофизики КГТУ, КГТУ
Адрес: Красноярск, Красноярский Государственный технический университет, Киренского, 26
Телефон: (3912) 49-71-85
E-Mail: Slavin@fvt.krasn.ru стр. 362

Ельчищев Владимир Борисович, студент
Пермский Государственный Университет, физический
Исследование распространения света через ансамбль микрочастиц методом моделирования на СВЧ
Научный руководитель: Вольхин Игорь Львович, Коротаев Николай Николаевич, кандидат ф.-м.н., Доценты, Пермский государственный университет
Адрес: 614051 Пермь Старцева 13-26
Телефон: (3422)66-43-20
E-Mail: smolev.anton@mail.ru стр. 364

Ерохин Глеб Анатольевич, аспирант
Томский государственный Университет Систем Управления и Радиоэлектроники (ТУСУР), Радио-конструкторский факультет (РКФ)
Численное моделирование проникающего и пробивного действия высокоскоростных ударников
Научный руководитель: Хорев Иван Ефимович, доктор технических наук, профессор кафедры РЭТЭМ, ТУСУР, РЭТЭМ
Адрес: 634050 г. Томск пр. Ленина 40
Телефон: (3822) 52-79-12
E-Mail: khorev@tusur.ru стр. 366

Заварыкина Мария Михайловна, 5 курс
Пермский Государственный Университет, физический
Экспериментальное исследование конвекции слабопроводящей жидкости в электрическом поле конденсатора.
Научный руководитель: Макарихин Игорь Юрьевич, кандидат физико-математических наук., Проректор по учебной работе ПГУ, Пермский Государственный Университет
Адрес: 614058, г.Пермь, ул.Маяковского, д.39, кв.42
Телефон: (3422)39-65-61
E-Mail: zavar@psu.ru стр. 368

Загоруйко Владимир Александрович, аспирант
Институт Теплофизики СО РАН, физический
Моделирование динамики флуктуаций в условиях самовоспламенения однофазной среды.
Научный руководитель: Шарыпов Олег Владимирович, к.ф.-м.н., д.филос.н., с.н.с., Институт
Теплофизики СО РАН
Адрес: 630090 г.Новосибирск ул.Пирогова 20/1 к.-404
E-Mail: zva@ngs.ru стр. 370

Зайцев Александр Васильевич, 2 курс магистратуры
Новосибирский Государственный Университет, физический
**Моделирование влияния многократного переотражения и поляризации излучения в газолазерной
резке металлов**
Научный руководитель: Ковалев Олег Борисович, Доктор физ-мат наук, внс, Институт теоретической и
прикладной механики СО РАН
Адрес: 630090, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1, Институт теоретической и прикладной механики СО
РАН
Телефон: (3832) 30-38-04
E-Mail: zaitsev@gorodok.net стр. 372

Зайцев Дмитрий Валерьевич, м.н.с.
Институт теплофизики СО РАН,
**Исследование влияния краевого угла смачивания и расстояния от пленкоформирователя на
разрыв пленки жидкости**
Адрес: 630090, просп. Академика Лаврентьева, 1, Институт теплофизики, лаб. 6.6.
E-Mail: zaitsev@itp.nsc.ru стр. 374

Зайцев Дмитрий Валерьевич, м.н.с.
Институт теплофизики СО РАН,
**Применение волоконно-оптического датчика для измерения толщины пленки жидкости,
стекающей по вертикальной поверхности**
Адрес: 630090 просп. Академика Лаврентьева, 1, Институт теплофизики, лаб. 6.6.
Телефон: (3832) 39-11-37
E-Mail: zaitsev@itp.nsc.ru стр. 376

Зайцева Ирина Сергеевна, аспирант
Санкт-Петербургский Государственный Морской Технический Университет, ФЕН
**Исследования дисперсного состава макромолекулярных клубков в области фазового перехода
второго рода**
Научный руководитель: Клюбин Владимир Владимирович, профессор, доктор физико-математических
наук, профессор, СПбГМТУ, Санкт-Петербургский Морской Технический Университет
Адрес: 196247, Санкт-Петербург, Ленинский пр д 147 кв 28
Телефон: (812) 375-22-54
E-Mail: iren_z@fromru.com стр. 378

Захаров Иван Сергеевич, м.н.с.
Московский Физико-Технический Институт, физический
Несимметричный молекулярно-электронный акселерометр
Адрес: 140180 г. Жуковский М.о., ул. Фрунзе д. 15 кв. 15
Телефон: (095) 555-18-14
E-Mail: ivan_zakharov@mail.ru стр. 380

Зуева Анастасия Юрьевна, аспирант
Тюменский Государственный Университет, Математики и компьютерных наук
Моделирование фотоиндуцированной термокапиллярной деформации тонкого слоя жидкости
Научный руководитель: Кутрунов Владимир Николаевич, д. ф.-м. н., Профессор, Тюменский
госуниверситет
Адрес: 625003, г. Тюмень, ул. Семакова 10, ТюмГУ, каф. мат. моделирования

Телефон: (3452) 73-85-63
E-Mail: fedorets_alex@utmn.ru стр. 383

Ильясов Урал Рафкатович, ассистент
Стерлитамакский Государственный Педагогический институт, физико-математический
О нагреве насыщенных пористых сред с помощью электромагнитного излучения
Научный руководитель: Шагапов Владик Шайхулагазович, доктор ф.-н. наук, зав. каф. ПММ, проф.,
СГПИ
Адрес: 453115, г. Стерлитамак, ул. Республиканская 18-32
Телефон: (3473) 43-10-56
E-Mail: uralic@mail.rb.ru стр. 384

Киреев Виктор Николаевич, м.н.с.
Институт механики Уфимского научного центра РАН,
Численное исследование изменения положения границы раздела вода-нефть в горизонтальных скважинах
Научный руководитель: Урманчеев Саид Федорович, к.ф.-м.н., зав. лабораторией `Механика многофазных систем`, Институт механики Уфимского научного центра РАН
Адрес: 450000, Уфа, К.Маркса, 12, корп. 6
Телефон: (3472)23-64-46
E-Mail: kireev@anrb.ru стр. 386

Коновалова Светлана Ильдусовна, аспирант
Институт механики УНЦ РАН, математический
Бифуркационная структура пузырькового осциллятора
Научный руководитель: Ахатов Искандер Шаукатович, профессор, директор Института механики УНЦ
РАН, Институт механики УНЦ РАН
Адрес: 450077, Уфа, Худайбердина 22 - 17
E-Mail: sveta@imech.anrb.ru стр. 388

Крупин Илья Викторович, 5 курс
Уральский Государственный Университет, физический
Исследование энергообмена при взаимодействии разреженных газов с поверхностью металлов
Адрес: Екатеринбург. Большакова 16-93 инд 620100
E-Mail: legals@mail.ru стр. 390

Лапин Виталий Геннадьевич, 5 курс
Ставропольский Государственный Университет, физико-математический
О формировании ударного переднего фронта при движении вязкой несжимаемой жидкости по наклонной плоскости (трехмерная модель)
Научный руководитель: Каплан Лев Григорьевич, доктор физико-математических наук, зав. кафедрой теоретической физики, ставропольский государственный университет
Адрес: 355000 г. Ставрополь, ул. Тухачевского д. 5 кор. 3, кв. 47
Телефон: (8652) 36-03-84
E-Mail: vital@s-service.ru стр. 392

Мальханова Ольга Геннадьевна, аспирант
Институт Металлургии УрО РАН, Лаборатория фазового состава
Проверка применимости модифицированного псевдопотенциала Анималу-Хейне к расчёту структурных характеристик металлических расплавов.
Научный руководитель: Ватолин Николай Анатольевич, академик, руководитель школы, Институт
Металлургии УрОРАН
Адрес: 620131 Екатеринбург, Заводская 38-66
Телефон: (3432)67-89-24
E-Mail: [m o l a@mail.ru](mailto:m_o_l_a@mail.ru) стр. 394

Пальчиков Вячеслав Владимирович, 2 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический

Термокапиллярные эффекты в гравитационно стекающей локально-нагреваемой пленке жидкости

Научный руководитель: Марчук Игорь Владимирович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт теплофизики СО РАН

Адрес: 630056, г. Новосибирск, ул. Молодости, д. 6 кв. 57

Телефон: (3832)45-27-96

E-Mail: grish@gorodok.net стр. 395

Переведенцева Алина Разифовна, аспирант

Стерлитамакский Государственный Педагогический Институт, физико-математический

Динамика детонационной волны в пузырьковой жидкости в случае осевой симметрии

Научный руководитель: Шагапов Владик Шайхулагазович, доктор физ.-мат. наук, член-корр., профессор, Стерлитамакский Государственный Педагогический институт

Адрес: 453103, Башкортостан, г. Стерлитамак, пр. Ленина, 37

E-Mail: p_alina@mail.rb.ru стр. 396

Потапов Алексей Игорьевич, 4 курс

Новосибирский государственный университет, физический

Определение путей распада ди-триметилсилильного эфира 3-меркаптопропионовой кислоты в квадрупольной ионной ловушке методом вторично-ионной масс-спектрометрии

Научный руководитель: Воронцов Александр Валерьевич, кандидат химических наук, старший научный сотрудник, Институт катализа им. Борескова СО РАН г. Новосибирск

Адрес: 630090 г. Новосибирск ул. Пирогова, 14 к. 520

E-Mail: potapov@land5.nsu.ru стр. 398

Рахматуллин Ильдар Раушанович, аспирант

Бирский Государственный Педагогический Институт, физико-математический

Инжекция влажного пара в пористую среду

Научный руководитель: Шагапов Владик Шайхулагазович, доктор физико-математических наук, зав. кафедры ПММ, СГПИ

Адрес: 453103 г. Стерлитамак ул. Дёповская 27 ком. 19

E-Mail: ildar_bash@rambler.ru стр. 399

Рыжих Юлия Николаевна, ст. лаборант

Томский Государственный Университет, физико-технический

Численное моделирование гидродинамики и теплообмена в многосвязной области на примере коридорного теплообменника.

Научный руководитель: Шваб Александр Вениаминович, Доктор физико-математических наук, Профессор, Томский государственный университет

Адрес: 634050 г. Томск, ул. Ленина 36, ФТФ

Телефон: (3822)41-06-21

E-Mail: jula@ff.tsu.ru стр. 400

Севостьянова Анна Рудольфовна, 6 курс

Воронежский Государственный Технический Университет, физико-технический

Моделирование конфигурации атомов в кластере Ga

Научный руководитель: Хухрянский Ю.П., доктор физико-математических наук, профессор, Воронежский Государственный Технический Университет

Адрес: 394026 г. Воронеж, Московский пр-кт, 14

Телефон: (0732)16-66-47

E-Mail: kalinin@ns1.vrstu.ac.ru стр. 402

Слепченко Евгений Витальевич, 4 курс

Ростовский Государственный Университет, физический

Описание волн цунами в океане постоянной глубины в рамках теории длинных волн с областью начального возмущения прямоугольной формы и однородной деформацией.

Научный руководитель: Муратова Галина Викторовна, доцент, кандидат физико-математических наук, РГУ кафедра Теоретической и вычислительной физике

Адрес: 344091 пр. Коммунистический 43/1
E-Mail: sleptchenkco@aanet.ru стр. 404

Соколов Евгений Эдуардович, 3 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Особенности измерения коэффициента поверхностного натяжения волновым методом
Научный руководитель: Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н., Доцент, Новосибирский
Государственный Университет
Адрес: 630090 Новосибирск-90 а/я 154
Телефон: (8902)923-58-53
E-Mail: jes@gorodok.net стр. 405

Тарабанов Алексей Владимирович, аспирант 1-го года обучения
Санкт-Петербургский Государственный Морской Технический университет, естественно-научный
Оптический метод определения параметров пузырьков газа в жидкости
Научный руководитель: Васильев Борис Петрович, к.ф.-м.н., преподаватель, Санкт-Петербургский
Государственный Морской Технический университет
Адрес: 198332 Санкт-Петербург Ленинский пр. 100-2-728
Телефон: (812) 143-11-13
E-Mail: physicmage@pisem.net стр. 407

Тэпфер Елена Сергеевна, инженер
ИВМ СО РАН, Отдел-10
Численное моделирование гидродинамических эффектов в закрученных течениях
Научный руководитель: Дектерев А.А, к.т.н, с.н.с, ИТ СО РАН
Адрес: Красноярск Академгородок ИВМ СО РАН 660036
Телефон: (3912)49-47-26
E-Mail: paf2002@bk.ru стр. 408

Фёдоров Алексей Александрович, инженер
Институт аналитического приборостроения РАН, Оптики и математического моделирования
Моделирование процесса иммунопреципитации в гелевой среде
Адрес: 190103 Санкт-Петербург, Рижский пр.26
Телефон: (812) 251-86-00
E-Mail: f_aa@mail.ru стр. 410

Федяев Юрий Сергеевич, аспирант
Орловский Государственный Университет, физико-математический
Двумерное движение границы раздела жидкостей различной вязкости в кусочно-неоднородных слоях грунта
Научный руководитель: Пивень Владимир Федотович, доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий кафедрой теоретической физики, Орловский Государственный Университет
Адрес: 302027, г. Орёл, ул. Игнатова, д. 7, кв. 63
E-Mail: fed_yura@orel.ru стр. 411

Филимонова Ольга Владимировна,
Пермский Государственный Университет, физический
Исследование зависимости интенсивности света на передней поверхности диэлектрической частицы от ее длины методом физического моделирования
Научный руководитель: Коротаев Николай Николаевич, Вольхин Игорь Львович, к.ф.-м.н, Доцент, ПГУ
Адрес: Пермь
E-Mail: filim@psu.ru стр. 413

Шистеров Антон Павлович, 1 курс магистратуры
Пермский Государственный Университет, физический
Измерение поверхностного натяжения методом капиллярных волн
Научный руководитель: Макарихин Игорь Юрьевич, Кандидат физико-математических наук, Проректор
по учебной работе, ПГУ

Адрес: 614032 Пермь Магистральная 104/1-44
E-Mail: shist@psu.ru стр. 415

Штоколова Маргарита Николаевна, 4 курс
Томский Государственный Университет, физико-технический
О методах расчета потенциальных течений со свободной поверхностью
Научный руководитель: Якутенок Владимир Альбертович, Д. ф.-м. н., Профессор, Кафедра
математической физики ФТФ ТГУ
Адрес: 634050 г.Томск, пр.Ленина,36, ФТФ ТГУ
Телефон: (3822) 41-57-45
E-Mail: nminkova@ff.tsu.ru стр. 417

Шумилова Марина Сергеевна, магистр
С-ПбГУ, физический
Исследования структуры воды с помощью спектров Манделштама-Бриллюэна.
Научный руководитель: Рождественская Наталья Борисовна, к.ф.-м. наук, доцент, С-ПбГУ физ.ф.-т
Адрес: 198264 С-петербург, пр. Ветеранов 160, кв.311
Телефон: (812)144-29-95
E-Mail: shumilka@inbox.ru стр. 419

Шуников Евгений Анатольевич, аспирант
Воронежский Государственный Технический Университет, физико-технический
Моделирование процесса роста кристалла полупроводникового соединения типа АЗВ5 из жидкой фазы
Научный руководитель: Хухрянский Юрий Павлович, доктор физ.-мат. наук, профессор, ВГТУ, кафедра ФТГ
Адрес: 394026, Россия, г. Воронеж, Московский пр-т, 14
Телефон: (0732) 16-66-47
E-Mail: kalinin@ns1.vstu.ac.ru стр. 421

Юдин Петр Владимирович, 4 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Моделирование процессов газолазерной резки металлов
Научный руководитель: Ковалев Олег Борисович, Доктор физ.-мат наук, внс, Институт теоретической и
прикладной механики СО РАН
Адрес: Новосибирск , 630128, Полевая 11, кв. 61
Телефон: (3832) 30-38-04
E-Mail: grom@demakova.net стр. 423

Юмагузина Айгуль Галиуллона, аспирант
Стерлитамакский Государственный Педагогический институт, физико-математический
Распределение температуры в пористой среде при акустическом воздействии на призабойную зону
Научный руководитель: Шагапов Владик Шайхулагамович, член корр. АН РБ, доктор ф.-м. Наук,
профессор кафедры ПММ, СГПИ
Адрес: 453103, Россия, Башкирия, г. Стерлитамак, пр. Ленина 37
Телефон: (3473)25-72-92
E-Mail: aigul_str@mail.rb.ru стр. 425

Моделирование динамики нелинейных возмущений границы раздела горизонтального потока неглубокой вязкой жидкости

Архипов Дмитрий Григорьевич

Новосибирский государственный университет

Хабахпашев Георгий Алексеевич, к.ф.-м.н.

theory@itp.nsc.ru

В работе исследовано влияние стационарного потока на распространение нелинейных возмущений границы раздела двухслойной жидкости. В канале, ограниченном сверху и снизу горизонтальными поверхностями находятся два слоя жидкостей, различных по плотности, вязкости и глубине. Под действием продольного градиента давления в каждом слое формируются параболические профили сдвигового течения. Ранее, были получены либо уравнение, описывающее эволюцию возмущений в отсутствие потока [1], либо уравнение для идеальной жидкости с заполненными профилями течений [2].

Основными предположениями данной модели являются: длина волны существенно больше глубин слоев, которые в свою очередь значительно больше амплитуды возмущения и толщин вязких пограничных слоев для возмущенного течения. С помощью этих допущений исходная система уравнений гидродинамики (уравнений непрерывности и Навье – Стокса) сведена к одному нелинейному интегро-дифференциальному уравнению для возмущения границы раздела η :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + u_0(1 + C_F) \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial x} - (c_0^2 - u_0^2 C_F) \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - C_N \frac{\partial^2 \eta^2}{\partial x^2} - C_D \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^2 \partial t^2} = \\ & = C_B \int_0^t \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} + \frac{C_{B0}}{\sqrt{t}} \frac{\partial \eta_0}{\partial x} - C_{N01} \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \eta_0}{\partial x} - C_{N02} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \eta_0 \end{aligned}$$

Здесь коэффициенты при всех членах уравнения определяются только физическими (плотностями и вязкостями жидкостей, а также скоростью стационарного течения на границе раздела u_0) и геометрическими (глубинами слоев) параметрами системы. Члены уравнения, содержащие η_0 , сказываются лишь в области начального возмущения.

Для случая, когда можно пренебречь диссипативными потерями, связанными с нестационарным трением на всех границах слоев ($C_B = C_{B0} = 0$), стационарно-бегущие решения (кноидальные волны) найдены с помощью эллиптических функций Якоби [3]:

$$\eta = \eta_A \operatorname{cn}^2 \left(\frac{x - Ut}{sL} \right), \quad L = U \sqrt{\frac{6C_D}{\eta_A C_N}}, \quad U = \frac{U_0(1 - C_F)}{2} + \sqrt{\frac{U_0^2(1 + C_F^2)}{4} + c_0^2 + \frac{2}{3} \eta_A C_N \left(2 - \frac{1}{s^2} \right)},$$

где η_A – амплитуда возмущения, L – характерная длина, а U – скорость распространения волны. Параметр s (модуль функции Якоби) задает уровень нелинейности возмущения. Если $s \rightarrow 0$, имеем гармоническую волну, а если $s \rightarrow 1$, то длина возмущения стремится к бесконечности, и приходим к уединенной волне.

На *рис. 1* и *2* показано влияние величины и направления потока на форму уединенных волн. Здесь $H = h_1 + h_2$, $\xi = x - U t$, $U_0 = u_0 / c_0$, где c_0 – скорость распространения линейных волн в отсутствии стационарного течения. Расчеты выполнены при плотностях верхней и нижней жидкостей $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 1,02$ [г/см³] и кинематических вязкостях $\nu_1 = 1$, $\nu_2 = 4,4$ [мм²/с], соответственно. Для *рис. 1* толщины слоев выбраны $h_1 = 3$, $h_2 = 5$ [см], а для *рис. 2* – наоборот, $h_1 = 5$, $h_2 = 3$ [см]. Таким образом, спутный поток увеличивает скорость распространения и уменьшает ширину волны.

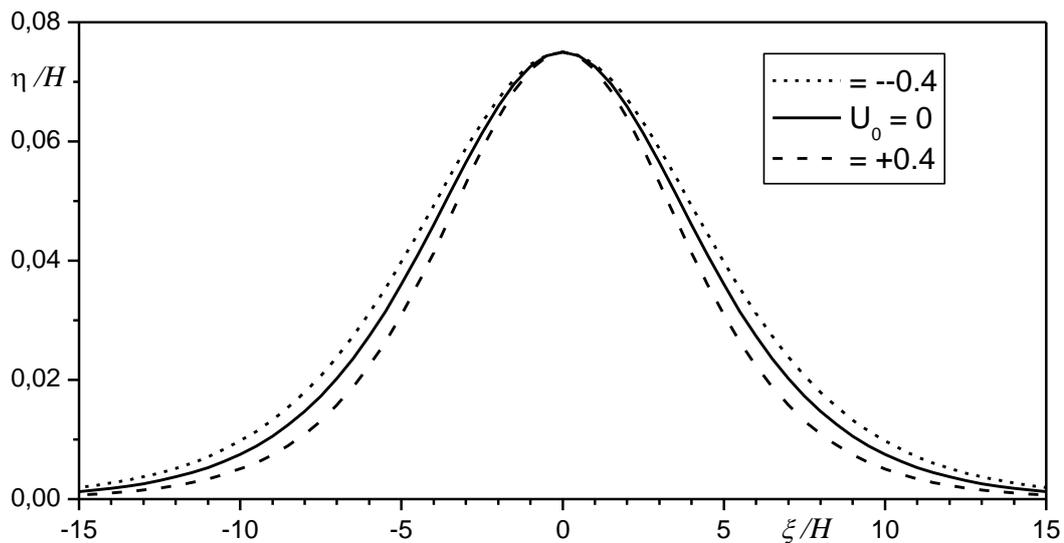


Рис. 1

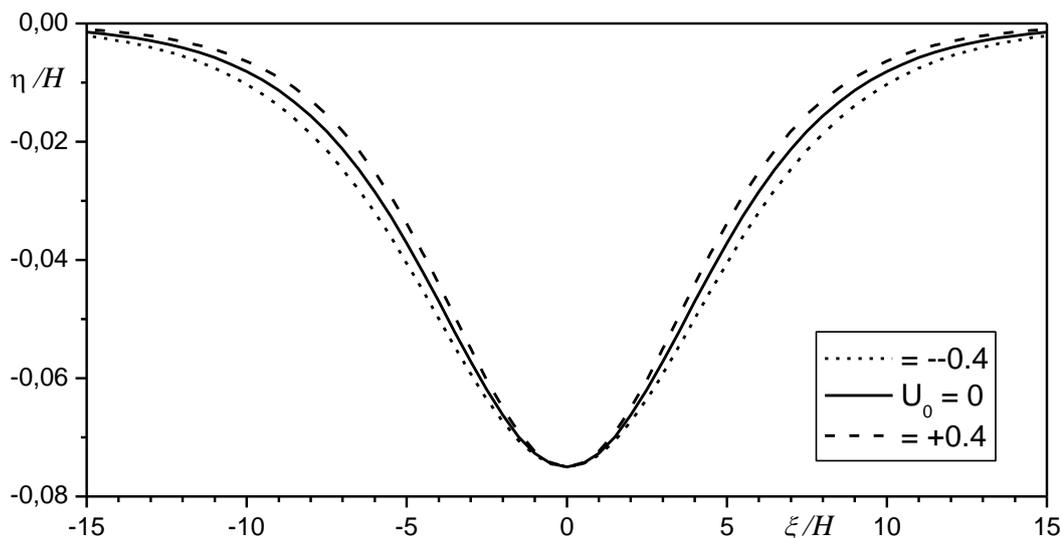


Рис. 2

Список публикаций:

[1] Хабахнашев Г.А., *Известия Академии наук СССР, Механика жидкости и газа*, 6, 118—123 (1990).

[2] Пелиновский Е.Н., Степанянц Ю.А. и Талипова Т.Г., *Изв. РАН. Физика атм. океана*, 30, 79–85 (1994).

[3] Уизем Дж., *Линейные и нелинейные волны*, М.: Мир (1977).

Численное исследование взаимодействия ударной волны взрыва с дисперсными защитными преградами

Астанин Александр Владимирович

Томский Государственный Университет

Васенин Игорь Михайлович, д.ф.-м.н.

astanin@ftf.tsu.ru

В настоящее время угольная шахта представляет из себя сложный производственный комплекс. Нарушение технологии угледобычи, как правило, влечет за собой аварийные ситуации, часто проявляющиеся в виде взрывов и воспламенений метановоздушных смесей с формированием ударных волн. Для безопасности шахтеров и горноспасателей требуется установить за короткий промежуток времени, (порядка нескольких часов) так называемые взрывозащитные преграды, представляющие собой перегородку из прочных материалов. Чтобы уменьшить толщину и время возведения такой твердой преграды перед ней часто возводят защитную перемычку в виде подвешенных емкостей заполненных водой. В [1] показана эффективность таких защитных перемычек, состоящих из взвешенных в воздухе мелкодисперсных частиц.

При взаимодействии ударных волн с водными защитными перемычками происходит превращение больших объемов воды в мелкие капли. При этом превращении энергия ударной волны затрачивается на образование новой поверхности. Последняя зависит от размеров капель, которые в свою очередь определяются процессами взаимодействия жидкости и ударной волны. Основным критерий, характеризующий дробление (критерий We - Вебера) представляет собой отношение сил динамического напора несущей среды к силам поверхностного натяжения. Если число We превышает некоторое критическое значение $We_{кр}$, то капли дробятся. В противном случае капли только деформируются в потоке, но их целостность не нарушается.

При экспериментальном изучении дробления капель воды в ударных волнах было найдено, что критическое значение числа $We_{кр}$ близко к 4[2]. Тщательные исследования на жидкостях различных составов показали, что критическое число Вебера не является постоянным, а зависит от числа Лапласа [3].

В реальных условиях жидкость не мгновенно дробится потоком, поэтому в работе использовалась следующая гипотеза: скорость образования массы капель с размером, определяемым критическим значением, пропорциональна массе еще не распыленной до этого размера жидкости.

Путем оценок показано, что для образующихся частиц времена релаксации их тепловой и скоростной неравновесности с газовой фазой намного меньше характерных времен процесса взаимодействия. Поэтому для расчетов использовалась равновесная модель двухфазного течения, в которой скорости и температуры частиц полагались равными соответствующим параметрам газовой фазы.

Законы сохранения для сжимаемых идеальных сред, к которым относится газ и равновесная двухфазная смесь хорошо известны [4]. Отметим только, что в случае существования разрывов, к которым принадлежат ударные волны и стационарные сильные разрывы на границах раздела газа и двухфазной смеси, правильная запись этих законов может быть осуществлена в виде интегральных законов сохранения, которые содержат соответствующие обобщенные решения. Так как объемная концентрация частиц в рассматриваемых процессах может достигать десятков процентов, то при расчетах использовалось уравнение состояния для равновесной смеси с учетом объема, занимаемого частицами. В уравнения сохранения входили члены, позволяющие учесть трение и теплообмен газа со стенками выработки.

Задача решалась численно в одномерной постановке с использованием метода Годунова [5], который позволяет получать обобщенные решения. Особенности алгоритма заключаются в использовании в расчетах распадов разрывов формул, отличающихся от классических учётом объема, занимаемого частицами.

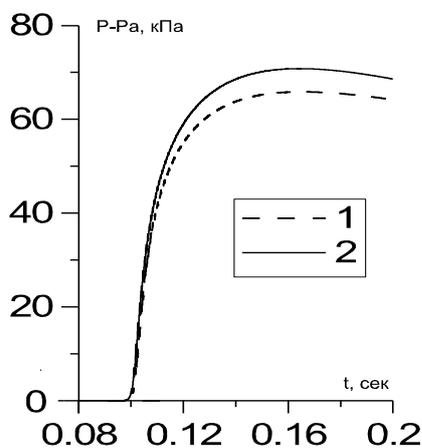


Рис.1

На графике (рис. 1) представлены две зависимости избытка давления за преградой от времени рассчитанные непосредственно за водяной завесой (с учетом работы на дробление воды – кривая 1, без учета дробления – кривая 2). Концентрация воды в завесе принималась равной 100 кг/м^3 . Видно, что учет работы на дробление воды приводит к понижению давления за завесой на 7%.

В заключение хотелось бы отметить, что в ходе работы на основе параметрических исследований с помощью газодинамической модели были проведены параметрические исследования взаимодействия ударных волн взрыва с защитной водоналивной преградой. Составлена математическая модель взаимодействия ударных волн с водной дисперсной преградой, учитывающая затраты энергии на дробление капель.

Список публикаций:

- [1] Астанин А.В., Васенин И.М., Игишев В.Г. Математическая модель взаимодействия ударной волны взрыва в горной выработке с водоналивными перегородками. // Доклады VI Международной конференции "Современные методы математического моделирования природных и антропогенных катастроф", Красноярск, 2001г. - Т.1.
- [2] Ивандяев А.И., Кушушев А.Г., Нигматулин Р.И. и др. Газовая динамика многофазных сред – В кн. Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. М.: 1981, т.16. с.209-274
- [3] Стернин Л.Е., Шрайбер А.А. Многофазные течения газа с частицами. -М.: Машиностроение, 1994 – 320с.

[4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидромеханика. - М.:Наука, 1988. - 733с.

[5] Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н. Численное решение многомерных задач газовой динамики. - М.:Наука, 1976. - 400с.

Моделирование потокораспределения в разветвленной системе трубопроводов

Бойков Дмитрий Валерьевич

Красноярский Государственный Технический Университет

Славин Вадим Соломонович, д.ф.м.н.

dimkadim@yandex.ru

В данной работе используется следующая математическая модель вентиляционной системы. Множество узлов обозначается символом N , а множество ветвей – символом U . O_i - подмножество ветвей, начинающихся в i -том узле, а I_i подмножеством ветвей, заканчивающихся в i -том узле. Объединение множеств $U_i \equiv O_i \cup I_i$, для любого $i \in N$, обозначает множество ветвей инцидентных данному узлу. Введена функция определенная на парах узел-ветвь:

$$\nabla_{il} \equiv \begin{cases} 1, & \text{если } l \in O_i \\ -1, & \text{если } l \in I_i, \\ 0, & \text{иначе} \end{cases} \quad i \in N. \quad (1)$$

Используя её уравнения движения газа в сети записываются в виде :

$$|x_l| \cdot x_l = \bar{a}_l \sum_{j \in N} \nabla_{jl} \cdot p_j + \bar{b}_l, \quad l \in U \quad (2)$$

$$\sum_{l \in U_i} \nabla_{il} \cdot x_l = q_i, \quad i \in N \quad (3)$$

$$\bar{a}_l = \frac{2 \cdot \rho \cdot f_l^2}{\left(\frac{\lambda_l \cdot L_l}{d_l} + \xi_l\right)}, \quad \bar{b}_l = \frac{2 \cdot \rho \cdot f_l^2 \cdot h_l}{\left(\frac{\lambda_l \cdot L_l}{d_l} + \xi_l\right)} \quad (4)$$

здесь ρ – плотность газа, f_l – площадь поперечного сечения ветви, λ_l , ξ_l – линейный и суммарный местный коэффициент трения, которые зависят от других параметров сети (расходов и геометрии сети), L_l , d_l – длина и гидравлический диаметр ветви, h_l – напор в ветви, который является функцией расхода в ветви, p_j , q_j – давление и массовый расход в узле, x_l – массовый расход в ветви. Формула (2) это аналог уравнения переноса применяющийся для сети, а формула (3) это сетевой закон сохранения массы в узле сети. Расчет коэффициентов линейного трения и местных коэффициентов трения осуществляется по эмпирическим формулам.

Преобразовав уравнение (2) к виду:

$$x_l = \frac{\bar{a}_l}{|x_l|} \sum_{i \in N} \nabla_{il} \cdot p_i + \frac{\bar{b}_l}{|x_l|} \quad (5)$$

и подставив его в уравнение (3) получаем линеаризованную систему уравнений для давления (6):

$$\sum_{j \in N} \Delta_{ij} \left[\frac{\bar{a}}{|x_l|} \right] \cdot p_j = q_i - \sum_{l \in U_i} \nabla_{il} \cdot b_l, \quad i \in N$$

$$\Delta_{ij} \left[\frac{\bar{a}}{|x_l|} \right] = - \sum_{l \in U_{ij}} \frac{\bar{a}_l}{|x_l|}, \quad i, j \in N, \quad i \neq j \quad (6)$$

$$\Delta_{ii} \left[\frac{\bar{a}}{|x_l|} \right] = \sum_{l \in U_i} \frac{\bar{a}_l}{|x_l|}, \quad i \in N$$

Решая систему уравнений (6) и (2) методом простых итераций определяем значения давления в узлах и расхода в ветвях сети.

Была составлена программа, использующая эту модель расчета сетей. В ходе анализа результатов расчетов различных сетей была доказана применимость данной модели для расчетов гидравлических сетей. В настоящее время эта программа используется для расчета при проектировании вентиляции.

Экспериментальное исследование волновых процессов и кризисных явлений в интенсивно-испаряющихся и кипящих стекающих пленках жидкого азота.

Володин Олег Александрович

Мацех А.М.

Новосибирский Государственный Университет

Павленко Александр Николаевич, д.ф.-м.н.

Volodin@ngs.ru

В представляемой работе были экспериментально исследованы волновые характеристики течения интенсивно испаряющейся пленки криогенной жидкости по вертикальной обогреваемой поверхности. Актуальность исследования пленочных течений жидкости определяется широким применением данного вида течения в различных современных технологических процессах с высокой энергонапряженностью.

Эксперимент проводился в оптическом криостате, представляющем собой криогенную емкость с внутренним диаметром 0.2 м и высотой 1.25 м. В оптический криостат помещается экспериментальная тепловыделяющая пластина с датчиками толщины. Через четыре имеющихся оптических окна выполняется визуальное наблюдение за течением и видеосъемка. Диаметр оптических окон 45 мм. Для исключения испарения жидкой пленки на экспериментальной пластине (за счет притоков тепла через боковую поверхность внутренней пластины криостата) криогенная емкость защищена вакуумной полостью, охлаждаемыми радиационными экранами и внешней азотной ванной. От теплопритоков со стороны крышки криостата экспериментальный участок защищен емкостью, в которой находится жидкий азот. Нижняя часть криостата также заполнена жидким азотом, по этому объем криостата,

где размещена экспериментальная пластина, при проведении экспериментов был заполнен насыщенными парами азота, а температура в данной серии опытов при атмосферном давлении составляла 77.3 К. Необходимое давление $P = 10^2$ Па в вакуумной полости создавалось форвакуумным, диффузионным масляным и абсорбционным насосами. Для определения толщины пленки жидкости используется ёмкостный метод измерения. Достоинством ёмкостного метода при измерении толщины пленки является то, что используемый датчик не вносит возмущений в поток стекающей жидкости. В основе метода для измерения толщины пленки лежит принцип регистрации изменения электрической ёмкости конденсатора образованного поверхностью проводящей пластины и электрическим зондом. Изменение ёмкости датчика, включенной в колебательный контур измерительного генератора, влияет на его частоту

Авторами работы получены данные для локальной мгновенной толщины пленки жидкого азота при числах Рейнольдса $Re = 38, 51, 84, 103, 131, 256, 335$ при различных значениях плотности теплового потока q (от 0 до $1.6 \cdot 10^4$ Вт/м²). Данные по значениям критической плотности теплового потока в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 50 - 1400$.

Авторами впервые в диапазоне чисел Рейнольдса от 38 до 335 с использованием уникальной методики измерения локальной толщины пленки жидкости получены экспериментальные данные по динамике течения интенсивно испаряющейся пленки криогенной жидкости в ламинарно-волновом режиме на вертикальной обогреваемой поверхности. Получены следующие результаты:

-в области малых значений плотности теплового потока уменьшение толщины пленки волновой пленки происходит равномерно, без существенного изменения формы крупных волн. В области больших тепловых потоков происходит рост относительной амплитуды волн, приводящий к возникновению нестационарных “сухих пятен”;

-получены опытные данные по зависимости фазовой скорости крупных волн от теплового потока, и проведено их обобщение в зависимости амплитудных характеристик;

-зависимости безразмерных спектральных плотностей толщины пленки жидкости от частоты следования крупных волн для различных чисел Рейнольдса в данном диапазоне его изменения имеют подобный вид.

-получены данные по кризису теплообмена в режимах течения, при которых реализуется кипение жидкости в пленке.

Полученные результаты важны для исследования взаимосвязи между волновыми характеристиками и теплообменом в пленках жидкости в зависимости от числа Рейнольдса.

Эффекты нелинейности при воздействии импульса конечной длительности на твердую стенку покрытую завесой

Галимзянов Марат Назипович

Институт механики УНЦ РАН

Шагапов Владик Шайхулагазович, д.ф.-м.н.

MOnk@email.ru

Исследуется распространение волн давления в пузырьковой жидкости в двумерном приближении. Пусть составляющая скорости по оси z равна 0, а также все параметры не зависят от этой координаты. В частности, такая ситуация может реализоваться при воздействии давлением на жидкость через поверхность $x = x_0$ граничным давлением, независящим от координаты z ($p = p_0(t, y)$ при $x = x_0$).

Будем полагать, что в каждом элементарном объеме все пузырьки сферические и одного радиуса, вязкость и теплопроводность существенны лишь в процессе межфазного взаимодействия и, в частности, при пульсации пузырьков, отсутствует дробление и слипание пузырьков. Система уравнений сохранения масс, числа пузырьков, импульсов и давления в пузырьках при таких допущениях для односкоростного движения имеют вид [1]:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_i}{dt} + \rho_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0 \quad (i = l, g), \quad \frac{dn}{dt} + n \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0, \\ \rho \frac{du}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial x} &= 0, \quad \rho \frac{dv}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial y} = 0, \quad \rho = \rho_g + \rho_l, \\ \frac{dp_g}{dt} &= -\frac{3\gamma p_g}{a} w - \frac{3(\gamma-1)}{a_0} q, \quad w = \frac{da}{dt}, \quad \left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right), \\ \alpha_l + \alpha_g &= 1, \quad \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \quad \alpha_g = \frac{4}{3} \pi n a^3, \end{aligned} \quad (1)$$

где a – радиус пузырьков, p_i – давления фаз, q – интенсивность теплообмена, n – число пузырьков в единице объема, w – радиальная скорость пузырьков, ρ_i^0 – истинные плотности фаз, γ – показатель адиабаты для газа, α_i – объемные содержания фаз. Скорости u и v соответствуют движению по координатам x и y . Нижними индексами $i=l, g$ отмечены параметры жидкой и газовой фаз. При описании радиального движения, в соответствии с уточнением, предложенным в [2] будем полагать, что скорость радиального движения w состоит из двух слагаемых

$$w = w_R + w_A,$$

где w_R , описывается уравнением Рэлея-Ламба

$$a \frac{dw_R}{dt} + \frac{3}{2} w_R^2 + 4\nu_l \frac{w_R}{a} = \frac{(p_g - p_l)}{\rho_l^0},$$

где ν_l - вязкость жидкости. Добавка w_A определяется из решения задачи о сферической разгрузке на сфере радиуса a в несущей жидкости в акустическом приближении

$$w_A = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}}$$

Примем жидкость акустически сжимаемой, а газ калорически совершенным

$$p_l = p_0 + C_l^2 (\rho_l^0 - \rho_{l0}^0), \quad p_g = \rho_g^0 R T_g,$$

где R – газовая постоянная. Здесь и в дальнейшем индексами 0 внизу снабжены параметры, относящиеся к начальному невозмущенному состоянию, а штрихами наверху снабжены микропараметры в газовой фазе, зависящие от расстояния от центра пузырька. Тепловой поток q , задается приближенным конечным соотношением

$$q = Nu \lambda_g \frac{T_g - T_0}{2a}, \quad \frac{T_g}{T_0} = \frac{p_g}{p_0} \left(\frac{a}{a_0} \right)^3$$

$T_0 = \text{const}$ - температура жидкости, λ_g - теплопроводность, Nu – число Нуссельта

$$Nu = \begin{cases} \sqrt{Pe}, & Pe \geq 100 \\ 10, & Pe < 100 \end{cases}, \quad Pe = 12(\gamma - 1) \frac{T_0}{|T_g - T_0|} \frac{a|\omega|}{\kappa_g}, \quad k_g = \frac{\lambda_g}{C_g \rho_g^0}.$$

Принятая система уравнений позволяет адекватно описывать динамику волн, когда сжатие пузырьков определяется не только эффектами радиальной инерции несущей жидкости, но и акустической разгрузкой на пузырьках, и, следовательно, сжимаемостью жидкости.

Данная система решалась численно, и по полученным результатам, были сделаны следующие выводы. Когда по твердой стенке, имеющей пристенную пузырьковую завесу конечных размеров, "бьет" волновой импульс, завеса, в зависимости от параметров (размеров пузырьковой зоны, объемного содержания газа в завесе, радиуса пузырьков) завеса может существенно уменьшить или увеличить воздействие импульсного сигнала. Пристенная пузырьковая зона влияет и на участки, которые находятся на некотором расстоянии от завесы. Эти участки могут почувствовать ослабленный сигнал на стенке и волну разряжения. Аналогичный результат был получен при рассмотрении экранирования твердой стенки пористым материалом [3].

Автор выражает благодарность: Шагапову В.Ш за постановку задачи и консультации; Урманчееву С.Ф. за консультации, постоянную поддержку и интерес, проявленный к работе; Гималтдинову И.К. за содействие в решении проблемы.

Список публикаций:

- [1] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, Т.1, 2, 1987.
- [2] Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Вахитова Н.К. // ДАН. 1989. Т. 304. № 5. С. 1077-1088.
- [3] Урманчеев С.Ф., Губайдуллин А.А., Дудко Д.Н. Моделирование взаимодействия воздушной ударной волны с пористым экраном // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36. №4. С. 87-96.

Разработка обобщенного метода оптимального отображения параллельных программ на структуру многопроцессорного вычислителя

Гельчинский Алексей Борисович

Санкт-Петербургский государственный университет

Комолкин Андрей Владимирович, к.ф.-м.н.

alexei@s-mail.com

В последнее время доступная вычислительная мощность ЭВМ становится одним из решающих факторов при проведении различного рода научных исследований. Традиционно при высоких требованиях к скорости вычислений использовались различного рода суперкомпьютеры, но высокая цена и слабая масштабируемость стали предпосылками для поиска альтернативных решений. Сегодня, наиболее популярным и доступным способом получения большой вычислительной мощности стало создание кластеров ПЭВМ. Кроме явных преимуществ: невысокой цены, доступности и хорошей масштабируемости, существует ряд недостатков, и один из наиболее значимых — слабая сбалансированность компонентов, составляющих кластер. В результате прогнозируемый выигрыш в скорости расчетов оказывается значительно завышен, по отношению к получаемому в работе. Поэтому задача оптимального распределения нагрузки на узлы гетерогенного вычислительного кластера, т.е. сети вычислительных машин разной мощности, объединенных разнородной коммуникационной средой, становится весьма актуальной.

В качестве технологии, на базе которой производится оптимизация, выбрана реализация стандарта MPI. Это обусловлено широким распространением MPI, наличием нескольких бесплатных реализаций, а так же достаточной гибкостью средств, предоставленных в распоряжение программисту. Подпрограммы оптимизированной передачи данных выделены в отдельную библиотеку. Что бы упростить возможные изменения существующих программ, названия и формат вызова оптимизированных подпрограмм практически идентичны их стандартным аналогам из библиотеки MPI.

Для эффективной оптимизации необходимы данные о конкретной конфигурации кластера, на котором происходит запуск вычислительной программы. Необходимыми являются топология сетевых соединений, время передачи пакетов данных между узлами и время обработки пакетов данных промежуточными узлами. На основе имеющейся информации производится расчет оптимальных маршрутов передачи данных. Полученные результаты расчетов распространяются на все задействованные узлы. Т.о. каждый вычислительный узел “знает” как наиболее эффективно передать данные другим узлам в кластере.

В настоящее время библиотека подпрограмм оптимальной передачи данных находится на стадии тестирования, однако полученные предварительные результаты позволяют прогнозировать заметное увеличение производительности при использовании разработанной технологии в практических задачах.

Математическое моделирование функционирования газонефтяной скважины в осложненных условиях с применением электронасоса.

Гизатуллин Руслан Гаязович

Стерлитамакский Государственный Педагогический Институт

Шагапов Владик Шайхулагамович, д. ф-м.н

Gizatullin@rambler.ru

Рассмотрена математическая модель использования установки центробежного электронасоса для добычи нефти в осложненных условиях.

При эксплуатации газонефтяных скважин с использованием подземного оборудования на внутренних стенках подъемной колонны наблюдаются твердые отложения, что приводит к сужению поперечного сечения скважины (“склерозу”), что может привести к выходу из строя подземного оборудования.

Правильный выбор соответствующего погружного центробежного электронасоса для конкретных условий эксплуатации каждой скважины является одной из важнейших задач, так как в конечном итоге определяет экономическую эффективность подъема продукции скважины на поверхность.

Изменение давления, после прохождения через насос является некоторой функцией от объемного расхода газожидкостного потока, при этом объемный расход среды учитывается на приеме в насос.

На изменение температуры газожидкостного потока в кольцевом зазоре между двигателем и обсадной колонной существенное влияние оказывает теплообмен газожидкостного потока с двигателем и с окружающей породой.

Сообщаемая двигателю мощность идет на совершение работы, а также на тепловые потери (нагревание за счет потерь на трение, нагревание обмотки двигателя и т.д.), которое в результате приводит к повышению температуры электронасоса.

На основе полученных результатов, сделаны следующие выводы:

1. Применение электронасоса приводит к снижению забойного давления и увеличивает дебит. А это тем самым позволяет улучшить термодинамическую обстановку газожидкостного потока, что приводит к нарушению условий образования твердых отложений на стенках скважины.

2. Для скважин с большим газовым фактором применение электронасоса не эффективно. В этом случае он работает как обогреватель газожидкостной смеси. Высокий газовый фактор приводит к жестким требованиям к глубине установки электронасоса. И оптимальный режим работы происходит на определенной глубине установки.

Особенности развития “пассивных” возмущений в пограничном слое прямого крыла

Горев Василий Николаевич

Катасонов Михаил Михайлович

Новосибирский Государственный Университет

Козлов Виктор Владимирович, д.ф-м.н.

gorev_vasily@ngs.ru

Повышенное внимание в последние годы уделяется изучению продольных локализованных вихревых возмущений, так называемых полосчатых структур "streaky structures", возникающих в пограничном слое вследствие влияния повышенной степени турбулентности внешнего течения. В данной работе рассмотрены особенности “пассивных” возмущений, которые могут присутствовать в пограничном слое. Термин “пассивные” означает то, что возмущения не могут являться прямым источником турбулентности. Вместе с тем, они способны создавать условия для роста возмущений других типов, например, вторичных высокочастотных колебаний, и, таким образом, косвенно участвовать в турбулизации течения. Важными задачами является изучение как вопросов восприимчивости пограничного слоя к возмущениям данного типа, так и механизмов ответственных за образование турбулентности. Данные структуры генерировались в пограничном слое прямого крыла, расположенного под положительным углом атаки, таким образом, их развитие происходило в условиях градиентного течения. Продольные структуры, рассматриваемые в настоящем эксперименте, есть модельный аналог структур, возникающих в "естественных" условиях в пограничном слое при повышенной степени турбулентности. Особое внимание уделялось изучению волновых пакетов возникающих в областях, предшествующих резкому изменению скорости потока (фронты “пассивного” возмущения).

Эксперименты были выполнены в малотурбулентной дозвуковой аэродинамической трубе Т-324 (ИТПМ СО РАН).

Исследовано развитие “пассивных” возмущений в условиях течения с положительным градиентом давления. Рассмотрен процесс возникновения и развития в областях, предшествующих фронтам “пассивных” структур, волновых пакетов – предвестников, появившихся спонтанно, влияние на этот процесс величин градиентов скорости на переднем и заднем фронтах “пассивных” возмущений. Результаты данной работы справедливы для протяженных структур, длина которых значительно превосходит поперечный размер, поскольку в этом случае структуры, возникающие в области фронтов, не влияют друг на друга.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 02-01-00006 и 00-15-96164.

Математическое моделирование нестационарных процессов в слоевом газификаторе

Гроо Александр Александрович

Степанов Сергей Григорьевич

Красноярский Государственный Технический Университет

Славин Вадим Соломонович, д.ф.-м.н.

GrooAA@yandex.ru

Разработана одномерная нестационарная модель слоевого газогенератора с неподвижной монофракционной угольной засыпкой. Модель позволяет рассчитать концентрационные и температурные профили по высоте реактора в каждый момент времени при заданном расходе и составе газифицирующего агента и твердого топлива.

Представленная математическая модель используется для расчета слоевого процесса газификации на воздушном дутье, в котором газификации подвергаются в основном летучие вещества, и позволяет моделировать нестационарный эффект «тепловой волны», реализованный в газификаторе. Засыпкой является уголь марки Б2 разреза «Березовский-1». Данный процесс термической переработки угля реализован в ЗАО «Карбоника-Ф» [1].

«Тепловая волна» обусловлена теплопроводностью твердой фазы. Вследствие слабого конвективного теплоотвода диссипация тепловой энергии из зоны горения обеспечивает прогрев слоя угля, лежащего выше по течению потока газа. Как только температура этого слоя становится достаточной для воспламенения, подводимый кислород начинает реагировать с углем. В результате реакции горения высвобождается энергия, которой достаточно для прогрева слоев, лежащих выше по течению и для протекания химических процессов в восстановительной зоне. Таким образом, в каждый последующий момент времени температурный профиль твердой фазы практически без изменения формы смещается на некоторое расстояние навстречу потоку. Соответствующим образом происходит изоморфное перемещение всех концентрационных профилей, а также профиля температуры газа.

Рассматривая засыпку в газификаторе вдоль по потоку, перечислим физико-химические превращения угля:

- нагрев и сушка в зоне нагрева;
- пиролиз угля и одновременное окисление и разложение летучих в зоне горения при температуре 1000 К;
- гетерогенное реагирование полукокса в восстановительной зоне.

При описании твердой фазы предположим, что уголь состоит из углерода, золы, летучих компонентов и влаги. Гетерогенное реагирование включает следующие брутто-реакции: $C + O_2 = CO_2$, $C + CO_2 = 2CO$ и $C + H_2O = CO + H_2$. Скорости гетерогенного реагирования коксового остатка описывают уравнением:

$$r_i = k_{эф}^i S C_i; \quad (1)$$

где S – удельная контурная поверхность частиц твердой фазы, m^2/m^3 ; C_i ($i = O_2, CO_2, H_2O$) – концентрация газообразных реагентов, $кг/м^3$; $k_{эф}^i$ – коэффициент

реакционного газообмена коксовых частиц с i -м газообразным реагентом, м/с, учитывающий диффузионное сопротивление пограничного слоя частицы, зольного скелета и пористой структуры углеродсодержащего ядра [2].

Принимается, что изменение констант скоростей реакций от температуры подчиняется закону Аррениуса первого порядка.

Процесс сушки описывается нестационарным потоком зародышей водяного пара:

$$J = W \cdot B \cdot \exp\left(-\frac{L}{kT}\right), \quad (2)$$

где W – влагосодержание, кг/м³, B и L – соответственно кинетический множитель, м/с и работа образования зародышей водяного пара критических размеров, Дж.

Моделирование выхода летучих компонентов основано на определении суммарного количества вышедших летучих в рамках однокомпонентной схемы и реакции первого порядка. Принимается допущение постоянства состава летучих компонентов.

Газовая фаза в рассматриваемом диапазоне температур принимается равновесной, ее состав определяется с помощью константы равновесия для реакции $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} = \text{CO}_2 + \text{H}_2$. Давление в реакторе считается постоянным.

Математическая модель включает уравнение энергии твердой фазы и систему уравнений газовой динамики. Уравнение энергии твердой фазы представляет собой нестационарное уравнение теплопроводности, которое решается методом прогонки. Уравнения сохранения концентраций компонент и уравнение энергии газовой фазы представлены системой обыкновенных дифференциальных уравнений, которая решается методом Рунге-Кутты.

Список публикаций:

[1] Степанов С.Г. *Промышленные технологии переработки угля: перспективы использования в Канско-Ачинском угольном бассейне: Монография.* - Красноярск: Краснояр. гос. ун-т., 2002. – 85 с.

[2] Степанов С.Г., Исламов С.Р. *Математическая модель газификации угля в слоевом реакторе*// *Химия твердого топлива.* – 1991. – №2

Исследование распространения света через ансамбль микрочастиц методом моделирования на СВЧ

Ельчищев Владимир Борисович

Пермский Государственный Университет

Вольхин Игорь Львович, к.ф-м.н.

Коротаев Николай Николаевич, к.ф-м.н.

Smolev.anton@mail.ru

Метод физического моделирования [1] заключается в том, что длина волны падающего излучения λ_0 и размеры частиц a увеличены пропорционально, примерно в 10^5 раз, по сравнению с размерами реальных частиц. При этом величина параметра дифракции $\rho = \pi a / \lambda_0$ для модельных и реальных частиц была одинаковой. Длина волны модельного излучения в воздухе составила $\lambda_0 \approx 3.2\text{см}$. Исследовано влияние соседних частиц на распределение интенсивности излучения внутри диэлектрической рассеивающей частицы вытянутой формы квадратного сечения $a \times a$ с размером $a \approx 0.7\lambda_0$. Модель центральной частицы композиционная. Она состоит из кюветы, изготовленной из органического стекла и заполненной трансформаторным маслом. Модели боковых частиц выполнены из парафина. Органическое стекло, трансформаторное масло и парафин на СВЧ с $\lambda_0 = 3.2\text{см}$ имеют очень близкие диэлектрические свойства: магнитную проницаемость $\mu = 1$, показатель преломления $n \approx 1.5$ и тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg} \delta = 0.0006$ [2]. Поэтому отражением излучения на границе раздела трансформаторное масло – органическое стекло, можно пренебречь и считать границы кюветы внешними границами модельной частицы. Размеры модельных частиц, использованных в опыте, составляли: центральной (композиционной) – $a \times b \times \ell = 2.2 \times 2.2 \times 34.7\text{см}$.; боковых (монолитных) – $a \times b \times \ell = 2.2 \times 2.2 \times 34\text{см}$. В опыте измерялось распределение СВЧ мощности I вдоль длинной оси частицы y (по центру частицы) для различных расстояний R между осями соседних частиц. На рис.1 приведено это распределение вдоль оси модели (частицы

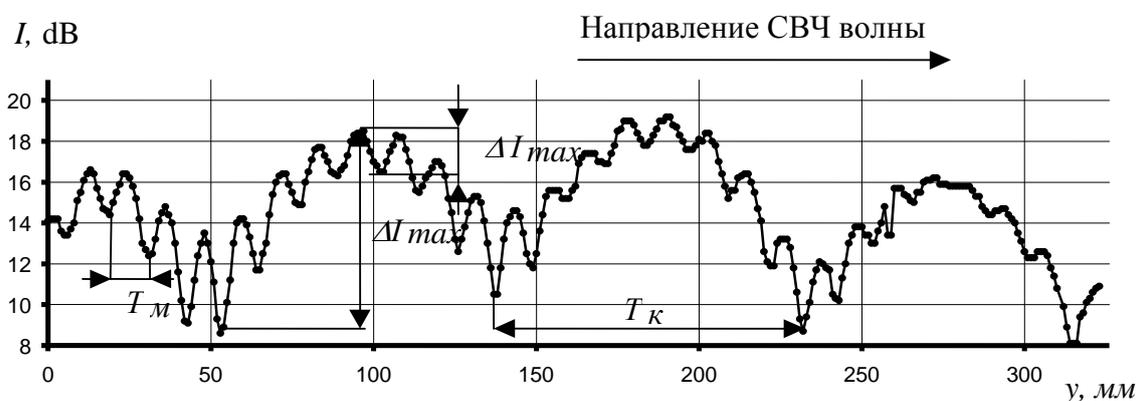


Рис.1 Зависимость $I = f(y)$ при $R=22\text{мм}$ для модельной частицы квадратного сечения с $a=b=2.2\text{см}$ длиной $\ell=34.7\text{см}$

расположены вплотную).

Аналогичные зависимости $I = f(y)$ получены и при других значениях R , а также в отсутствие соседних частиц. Как видно на рис.1, обнаружены периодические осцилляции интенсивности СВЧ излучения с малым и большим пространственным периодом (T_M и T_K соответственно). Мелкомасштабные осцилляции (стоячая волна с пространственным периодом $\lambda = 2T_M$) возникают в результате интерференции падающего излучения с излучением рассеянным изнутри частицы. Отношение $k = \lambda_0 / 2T_m$ оказалось больше единицы, но меньше 1.5 (величины показателя преломления материала модельной частицы), что свидетельствует о том, что скорость распространения СВЧ излучения вдоль частицы меньше, чем в воздухе, но больше, чем в среде с показателем преломления $n \approx 1.5$. Крупномасштабные осцилляции с пространственным периодом T_K возникают в результате дифракции падающего излучения на частицах. По результатам эксперимента построена зависимость $k = f(R)$, которая показана на рис.2.

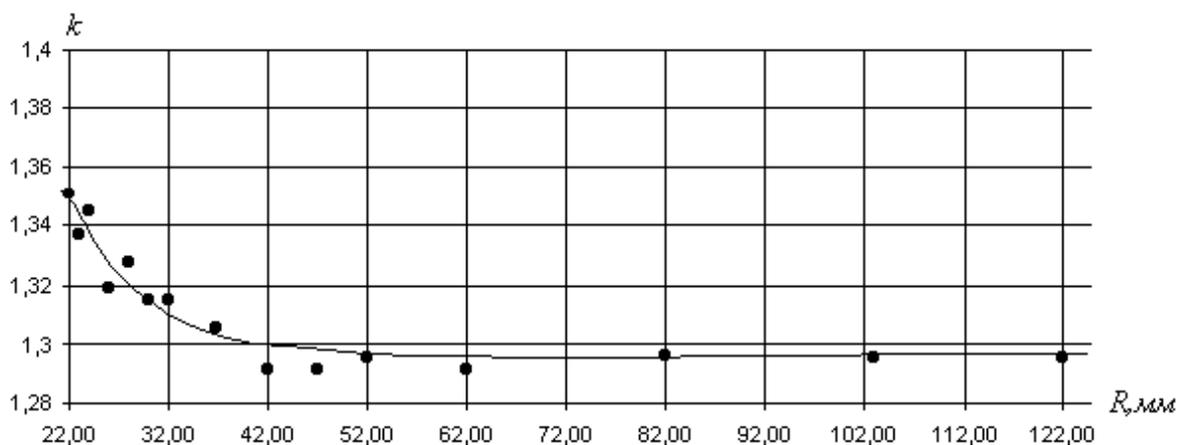


Рис.2 Зависимость k от расстояния R между осями модельных частиц.

Когда все три исследуемые частицы расположены вплотную друг к другу, величина k имеет максимальное значение и скорость распространения излучения вдоль длинной оси центральной частицы минимальна. По мере удаления соседних частиц величина k монотонно убывает и скорость распространения излучения через частицу увеличивается. Начиная с $R \approx 42$ мм влияние соседних частиц на центральную исчезает и величина k практически не меняется. Это свидетельствует о том, что при удалении частиц на расстояние большее $2a$ между осями соседних частиц исчезает эффект переоблучения и скорость распространения излучения через центральную частицу не зависит от присутствия соседних частиц. Полученные результаты совпадают с теоретическими положениями и результатами экспериментов в оптическом диапазоне.

Список публикаций:

- [1] Вольхин И.Л., Коротаев Н.Н., Мейкляр П.В., Шварц В.М. Распространение света внутри мельчайших частиц диэлектрика // *Опт. и спектр.*, 1991. Т.71, вып. 2. С.340-343.
 [2] Хиппель А.Р. Диэлектрики и их применение. М.:Госэнергоиздат, 1959. 336с.

Численное моделирование проникающего и пробивного действия высокоскоростных ударников

Ерохин Глеб Анатольевич

Кузьменко Вадим Петрович

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Хорев Иван Ефимович д.т.н.

khorev@tusur.ru

Теоретически численным методом конечных элементов исследуются отдельные аспекты высокоскоростных ударных явлений. В частности анализируются вопросы внедрения различных ударников в преграды и их сквозное пробитие с точки зрения повышения защитных свойств последних. В общем случае физико-математическая модель соударяющихся тел представляется сжимаемой упругопластической средой, поведение которой при импульсных нагрузках характеризуется уравнением состояния, модулем сдвига, динамическим пределом текучести и константами кинетической модели динамического разрушения непрерывного типа, которые непрерывно изменяют локальные свойства материала и вызывают релаксацию напряжений [1].

Система уравнений, описывающая нестационарные адиабатические движения прочной среды с учетом изменяющейся пористости, состоит из уравнений неразрывности, движения, энергии и изменения удельного объема пор :

$$\begin{aligned} \rho dv_i / dt &= \sigma_{ij,j}, \\ \partial \rho / \partial t + \operatorname{div}(\rho v) &= 0, \\ dE / dt &= (1/\rho) \sigma_{ij} \varepsilon_{ij}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ — плотность; v_i — компоненты вектора скорости; E — удельная внутренняя энергия; ε_{ij} - компоненты тензора скоростей деформаций; $\sigma_{ij} = -P \delta_{ij} + S_{ij}$ — компоненты тензора напряжений; P_c — давление в сплошной компоненте вещества; $P = P_c (\rho/\rho_c)$ — среднее давление; V_1, V_2, P_k, K_4 — экспериментально определяемые константы материала.

Моделирование разрушений проводится с помощью кинетической модели разрушения активного типа [2], определяющей рост микротрещин, непрерывно изменяющих свойства материала и вызывающих релаксацию напряжений. Давление в неповрежденном веществе является функцией удельного объема, внутренней энергии и удельного объема трещин [3]:

$$P_c = \rho_0 a^2 \mu + \rho_0 a^2 [1 - \gamma_0/2 + 2(b-1)] \mu^2 + \rho_0 a^2 [2(1 - \gamma_0/2)(b-1) + 3(b-1)^2] \mu^3 + \gamma_0 \rho_0 E, \quad (2)$$

$$\mu = V_0 / (V - V_T) - 1, \quad (3)$$

где γ_0 — коэффициент Грюнайзена, V_0 и V — начальный и текущий удельные объемы, a и b — константы ударной адиабаты материала, описываемой линейным зависимостью:

$$D = a + b u_m, \quad (4)$$

где D — скорость фронта ударной волны, u_m — массовая скорость вещества за фронтом ударной волны.

Девиаторные составляющие тензора напряжений находятся из соотношения [4]:

$$2G\left(\varepsilon_{ij} - \frac{1}{3}\varepsilon_{kk}\delta_{ij}\right) = \frac{dS_{ij}^0}{dt} + \lambda S_{ij}, \quad (5)$$

где dS_{ij}^0/dt — производная по Яуманну, определяемая формулой:

$$\frac{dS_{ij}^0}{dt} = \frac{dS_{ij}}{dt} - S_{ik}W_{jk} - S_{jk}W_{ik} \quad (6)$$

причем $2W_{ij} = \partial v_i/\partial x_j - \partial v_j/\partial x_i$. Параметр λ тождественно равен 0 при упругой деформации, а при наличии пластической — определяется с помощью условия текучести Мизеса:

$$S_{ij} S_{ij} = \frac{2}{3} \sigma^2. \quad (7)$$

Здесь G — модуль сдвига, σ — динамический предел текучести, которые определяются согласно соотношениям: $\sigma = \sigma_0 \left[1 + cP/(1+\mu)^{1/3} + d(T-300) \right] (1 - V_T/V_d)$ при $T \leq T_m$ и $V_T \leq V_d$, (8)

Описание откольно-сдвигового разрушения осуществляли на основе представления о непрерывной мере разрушения, в качестве которой выбран удельный объем трещин. Скорость роста удельного объема трещин задавалась как функция первого инварианта тензора напряжений и достигнутого удельного объема повреждений. Влияние сдвиговых деформаций на эволюцию повреждений во взаимодействующих телах учитывалось за счет падения модуля сдвига от достигнутого объема микроповреждений. Изучалось внедрение в стальные и дюралевые пластины конечной толщины высокопрочных стальных ударников с оживальной головной частью при скоростях до 1,5 км и компактных стальных цилиндров (с высотой равной диаметру) до 3 км/с. Проведенные параметрические исследования показали, что примененная в работе кинетическая модель откольно-сдвигового разрушения прочных тел описывает качественно и количественно в численных экспериментах лицевое, тыльное разрушение пластин из различных материалов и множественный откол на тыльной поверхности при интенсивном ударе. Характер распределения удельной энергии пластической деформации и удельного объема микротрещин по толщине пластины показывает взаимовлияние откольных и сдвиговых повреждений, приводящих в итоге к выпрессовыванию из пластины диска, незначительно превышающего диаметр ударника. Установлено, что формирование отделяемого диска из пластины в верхней и нижней ее половине происходит по различным механизмам. Проведенные параметрические исследования ряда задач показали хорошее согласование расчетных параметров процесса с аналогичными экспериментами.

Список публикаций:

[1] Хорев И. Е., Горельский В. А. Численное моделирование откольных разрушений при осесимметричном взаимодействии твердых тел. — В кн.: Детонация. Материалы II Всесоюз. совещ. по детонации. Черноголовка, 1981, вып. 2.

[2] Хорев И. Е., Горельский В. А. Осесимметричный откол В задачах широкодиапазонного взаимодействия твердых тел.— ДАН СССР, 1983, т. 271, № 3.

[3] Григорян С. С. Об основных представлениях динамики грунтов.— ПММ, 1960, т. 24, вып. 6.

[4] Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.

Экспериментальное исследование конвекции слабопроводящей жидкости в электрическом поле конденсатора

Заварыкина Мария Михайловна

Жданов Сергей Анатольевич

Пермский Государственный Университет

Макарихин Игорь Юрьевич, к.ф.-м.н

Zavar@psu.ru

В настоящей работе экспериментально исследованы электроконвективные (ЭК) движения слабопроводящей жидкости в электрическом поле горизонтального конденсатора.

В качестве рабочей жидкости выбран раствор изопропилового спирта (I) в гептане (H). В результате предварительных экспериментов изучено влияние примеси на диэлектрическую проницаемость и электропроводность жидкого диэлектрика. Доказано, что увеличение концентрации примесных молекул изопропилового спирта, обладающих электронно-акцепторными свойствами, повышает проводимость всего раствора. Это облегчает ход поверхностного ионообразования [1].

Экспериментальное изучение электроконвекции в переменном электрическом поле проводилось на базе лабораторного комплекса, состоящего из оптически прозрачной конвективной камеры, измерительного оборудования и генератора переменного напряжения. Напряжение на электроды подавалось с расширенным в область низких частот диапазоном (0,001-10 гц) и с амплитудой от 0 до 3 кВ. Подробное описание конструкции лабораторного комплекса и методики проведения эксперимента можно найти в [2].

В качестве рабочей концентрации изопропила в гептане, выбрано отношение I:H=1:25 (мольная концентрация). Измерены электрофизические параметры смеси. При рабочей температуре 25°C диэлектрическая проницаемость – $\varepsilon = 1,92$, удельная электропроводность – $\sigma = 1,42 \cdot 10^{-9}$ (Ом*м)⁻¹. Время релаксации объемного заряда составляет в этом случае 10⁻² секунды. Таким образом, в исследованной области частот переменного поля (0,001-1 гц) при напряжениях больше некоторого критического конвективные движения слабопроводящей жидкости возникают благодаря электризации раствора вследствие инжекции.

Изменение интенсивности движения жидкости в нагреваемом сверху горизонтальном слое под действием поперечного поля регистрировалось с помощью полутеневого прибора по локальному изменению градиента плотности жидкости с течением времени. Полутеневой прибор, работающий по принципу щели и ножа, позволял получать информацию об изменении градиента температуры в слое вследствие линейной зависимости показателя преломления от температуры. В отсутствие внешнего электрического поля была получена характеристика пропускания

полутеневого прибора, представленная на рис.1. Световой пучок, прошедший через электроконвективную ячейку, с анализатора поступал на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), а затем сигнал поступал на плату АЦП персонального компьютера, что позволяло следить за изменением интенсивности проходящего света в реальном времени. Строилась зависимость интенсивности света, попавшего на ФЭУ от среднего градиента температуры в жидкости. В эксперименте мы использовали прямую пропорциональность интенсивности света (результатирующего отклонения светового пучка) и изменения среднего градиента температуры в жидкости. При включении поля градиент температуры изменялся вследствие увеличения эффективной теплопроводности слоя при возникновении движения в слое жидкости. В работе наблюдалось изменение градиента температуры в модели, в зависимости от амплитуды и частоты приложенного напряжения.

В исследованном диапазоне амплитуд и частот получены экспериментальные кривые, которые в совокупности с результатами, представленными в [2], свидетельствуют о влиянии переменного электрического поля на электроконвекцию исследуемого раствора. Это экспериментальные кривые, говорят об изменении теплопотока через слой жидкости в случае появления электроконвекции. На рис.2 приведена зависимость среднего значения амплитуды колебаний градиента температуры в слое жидкости (за вычетом фонового сигнала) от частоты напряжения $U=980$ В. Динамика ЭГД – процессов в синусоидальном поле хорошо описывается периодически повторяющимися во времени колебаниями. Следовательно, мы имеем периодическую функцию, среднее значение которой за период пропорционально повышению теплопереноса через жидкость. Поэтому, брали несколько периодов на участке с установившимся процессом колебаний и проводили осреднение. В данной работе мерой теплопереноса служила средняя амплитуда сигнала с ФЭУ. В пределах погрешности наблюдается заметное уменьшение теплопотока на участке 0,1 – 1 Гц. Таким образом, переменное поле высокой частоты подавляет электроконвекцию.

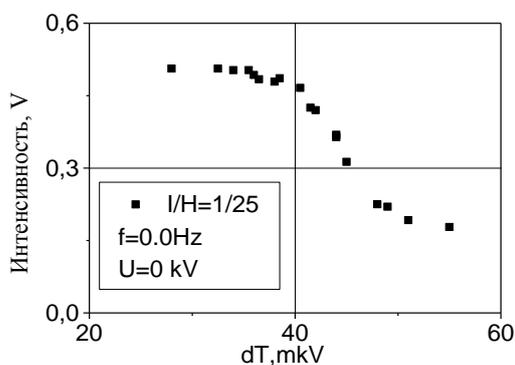


Рис.1

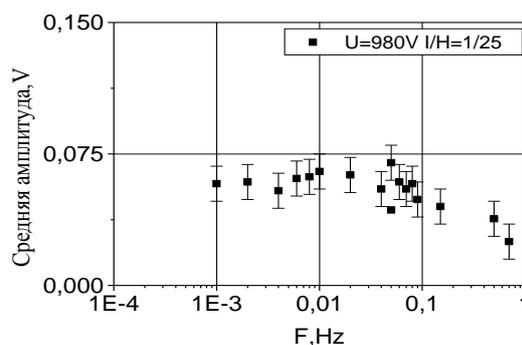


Рис.2

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке из средств гранта PE-009-0 Американского Фонда Гражданских Исследований и Развития (АФГИР) и гранта РФФИ 01-01-00515.

Список публикаций:

- [1] Стишков Ю. К., Остапенко А. А. *Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках*. Л.: Издательство Ленинградского университета, 1989. 172 с.
 [2] Жданов С.А., Заварыкина М. М. *Экспериментальное исследование влияния переменного электрического поля на движение слабопроводящей жидкости*// Информационный бюллетень и сборник

**Моделирование динамики флуктуаций
в условиях самовоспламенения однородной среды**

Загоруйко Владимир Александрович

Институт теплофизики им. С.С.Кутателадзе СО РАН

Шарыпов Олег Владимирович, к.ф.-м.н, д.филос.н.,

zva@ngs.ru

В данной работе рассмотрена проблема возникновения спонтанных взрывных (детонационных) режимов протекания распределенной экзотермической реакции в газовой смеси. Построена математическая модель динамики возмущений малой, но конечной амплитуды в макроскопически однородной реагирующей газовой смеси, находящейся на пороге самовоспламенения. На основе построенной модели получены количественные критерии потери устойчивости однородного состояния системы и условия перехода режима протекания химической реакции в системе от однородного теплового взрыва к детонационно-волновому режиму.

В ряде работ [1, 2] и др. в качестве начальных данных задавался градиент температуры или концентрации. Было показано, что малые возмущения (порядка одного процента) начального поля температуры в зависимости от размера вносимой области неоднородности приводят к различным режимам протекания реакции: однородный тепловой взрыв, стационарная детонационная волна, нестационарная детонационная волна с предвестником. Но такой градиентный метод задания неоднородностей не позволяет в полной мере описать явление возникновения спонтанных детонационных волн, так как он подразумевает вполне определенное искусственно заданное начальное состояние системы: величину градиента температуры (либо концентрации) и сам размер области вносимой неоднородности.

В тоже время, численные расчеты показали, что при учете коллективного волнового взаимодействия в системе размер области неоднородности не является определяющим фактором [3]. Поэтому объяснение данного явления следует строить на основе представлений о коллективных эффектах и нелинейном взаимодействии при наличии положительной обратной связи между параметрами состояния системы и тепловыделением за счет химической реакции.

Для описания эволюции спонтанных детонационных процессов в системах, находящихся на пороге самовоспламенения использованы полученные ранее результаты анализа эволюции плоских возмущений малой, но конечной амплитуды в реакционных средах [4]. Представленная новая модель не использует предположение о медленном изменении профиля волны во времени, поэтому она способна описывать резкое изменение локальных значений параметров состояния системы, происходящих при переходе к детонационно-волновому режиму протекания реакции. В качестве начальных условий задавалось макроскопически однородное состояние системы с наложением слабого «шума», однородного во всем спектре возможных частот. Такой подход позволяет выявить общие закономерности данного явления.

Исходную систему законов сохранения удается свести к одному эволюционному уравнению, записанному в безразмерной форме:

$$\left(1 + \frac{\tau}{N} \frac{\partial}{\partial t}\right) \left[\left(\frac{\partial}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial t^2} \right) u - \eta \frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(2u \frac{\partial u}{\partial t} + (\gamma - 1) \frac{\partial u}{\partial x} \int \frac{\partial u}{\partial x} dt \right) \right] - (1 - a^2) \frac{\partial^3 u}{\partial^2 x \partial t} = O(\varepsilon^3),$$

где u - скорость, t - время, x - пространственная координата, η - динамическая вязкость, γ - показатель адиабаты, τ, N, a - физические и химические параметры системы, ε - малый параметр.

Построенная модель описывает динамику плоских волн, распространяющихся в обоих направлениях, благодаря чему учитывается эффект столкновения волн. Анализ представленной модели позволяет на качественном уровне описывать динамику системы, находящейся на пороге самовоспламенения. Малые хаотичные возмущения параметров состояния системы способны вызвать резкое изменение периода индукции реакции, в связи с экспоненциальным законом химической кинетики. При условии усиления линейных возмущений в системе формируются слабые ударные волны, при соударении которых образуются области с высокой скоростью реакции и повышенным тепловыделением. В таких областях неоднородности благодаря нелинейной кинетической зависимости скорости реакции формируются сильные ударные волны, способные вывести систему на детонационно-волновой режим протекания реакции.

Модель позволяет выявить количественные критерии самопроизвольного отклонения от режима однородного теплового взрыва:

- 1) протекающая химическая реакция должна быть далека от равновесного состояния, т.е. длинноволновые возмущения должны нарастать во времени;
- 2) размер системы должен превышать длину нейтрально устойчивого возмущения.

Используемый подход объединяет противоположные концепции [3], [5] описания спонтанных взрывных процессов: детерминистическое описание развития макронеоднородностей дополняется элементами вероятностного подхода, благодаря использованию бесконечно малых случайных возмущений начального состояния системы.

Список публикаций:

- [1]. Зельдович Я.Б., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М., Сивагинский Г.И. О возникновении детонации в неравномерно нагретом газе. // Журнал прикладной механики и технической физики. — 1970. — №2. — С. 75-84.
- [2]. Гельфанд Б.Е., Поленов А.Н., Фролов С.М., Цыганов С.М. К вопросу о возникновении детонации в неравномерно нагретой газовой смеси. // Физика горения и взрыва. — 1985. — №4. — С. 118-123.
- [3]. Фролов С.М. Эффекты неидеальности при зарождении и распространении взрыва. — Дисс. д.ф.-м.н. — М. ИХФ РАН. — Москва, 1992.
- [4]. Borissov A.A., Sharyпов O.V. Self-sustained solitary waves in non-equilibrium media. // J. Fluid Mech. — 1993. — V. 257. — P. 451-461.

[5]. Федотов С.П. Флуктуации и автоколебания в химически реагирующих системах. — Дисс. д.ф.-м.н.: 01.04.14. — Уральск. Политехнический Ин-т. — Екатеринбург, 1993.

Моделирование влияния многократного переотражения и поляризации излучения в газолазерной резке металлов

Зайцев Александр Васильевич

Институт Теоретической и прикладной механики СО РАН

Ковалев Олег Борисович, д. ф-м н.

Zaitsev@gorodok.net

Современное состояние научных исследований в области лазерной обработки материалов характеризуется тем, что все достигнутые результаты получены опытным путем и до сих пор не имеют теоретического обоснования. Это обстоятельство не позволяет целенаправленно развивать технологии лазерной обработки, обобщая их на более толстые материалы. С улучшением качества изделий, производимых на лазерных технологических комплексах, возникает необходимость создания моделей более точно описывающих процесс резки металла. В работах на эту тему недостаточно исследовано влияние плотности падающего излучения и его поляризации на форму поверхности реза. Кроме того, процесс многократного отражения излучения от внутренней поверхности реза никак не исследован.

Газолазерная резка осуществляется посредством локального плавления металла и удаления расплава газовым потоком. На фронте реза, который подвергается воздействию газовой струи и излучения, расплавленный металл течет в виде тонкой пленки. На основе подхода [1, 2] в данной работе предложена модель расчета формы поверхности материала под воздействием лазерного излучения с учетом многократного переотражения и различной поляризацией. Математическая модель строится в предположении о том, что пленка расплава полностью удаляется газовой струей, так что взаимодействие излучения происходит с твердой поверхностью металла. Считается, что энергия поглощенного излучения расходуется только на плавление, поэтому процессами испарения и взаимодействия излучения с парами металла пренебрегается. Коэффициент поглощения излучения зависит от поляризации падающего луча. Эта зависимость выражается при помощи известных уравнений Френеля, где показатель преломления для металла является комплексным. Постановка задачи о взаимодействии излучения с металлом формулируется в приближении законов геометрической оптики. Для решения используется траекторный метод, который заключается в том, что распределение плотности интенсивности Гауссова пучка подвергается конечно-элементной дискретизации. Каждый из элементов представляется материальной точкой, которая содержит некоторую энергию излучения, имеет пространственные координаты и скорость. Первоначально точки движутся по траекториям, совпадающим с формой Гауссова пучка. При взаимодействии с поверхностью траектория каждой точки изменяет свое направление по закону геометрической оптики (угол падения равен углу отражения), при этом энергия излучения уменьшается на величину энергии, поглощенной поверхностью металла.

В результате получено дифференциальное уравнение, описывающее изменение со временем формы поверхности металла со временем. Полученное уравнение считалось

численно. Показано, что основная часть излучения падает на поверхность реза под большими углами. Главной особенностью при этом является сильная зависимость коэффициента поглощения от угла падения. Большое влияние на форму реза оказывает положение фокальной плоскости гауссова пучка относительно верхней поверхности разрезаемого материала. Определены характеристики излучения, при которых достигаются оптимальные параметры формы и глубины реза. Построена картина распределения излучения в пространстве и изменения формы поверхности с учетом переотражения излучения при лазерном сверлении (рис.1, а) и газолазерной резке (рис.1, б) металла. Видно, что эффект переотражения более существенен при сверлении. Форма реза качественно соответствует экспериментально наблюдаемым при газолазерной резке различных сталей (сталь, нержавеющая сталь, электротехническая сталь).

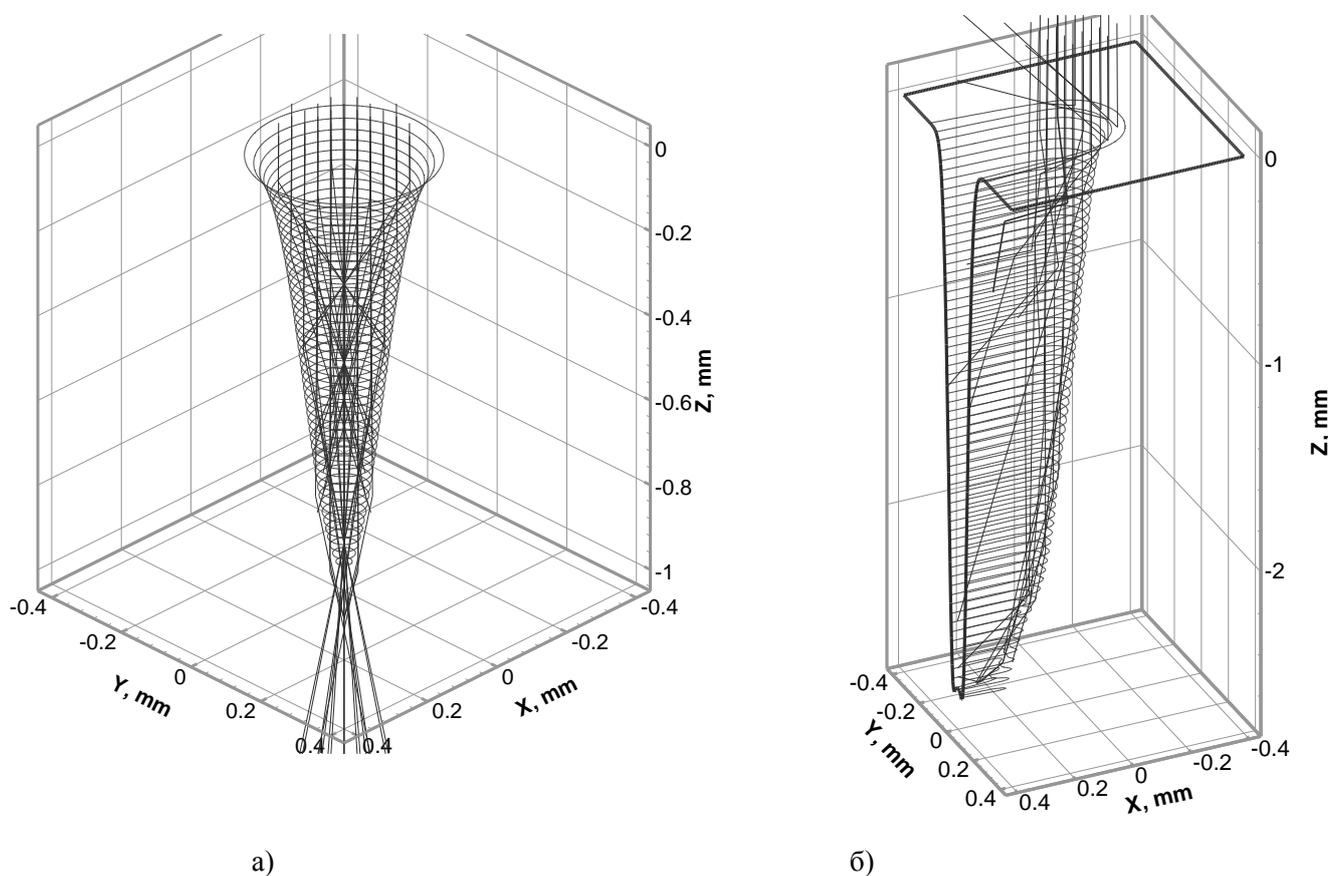


Рис.1. Моделирование процесса многократного переотражения излучения при лазерном сверлении (а) и газолазерной резке (б) металлов.

Список публикаций:

- [1] О.Б. Ковалев, А.М. Оришич, В.М. Фомин, В.Б. Шулятьев. Сопряженные задачи механики сплошных сред в процессах газолазерной резки металлов. // Прикладная механика и техническая физика — 2001. — Т.42, №.6 — С. Р.106-116.
- [2] Зайцев А.В. Исследование влияния плотности и поляризации излучения на форму поверхности реза при газолазерной резке металла // VII Всероссийская конференция молодых ученых "Актуальные

Исследование влияния краевого угла смачивания и расстояния от пленкоформирователя на разрыв пленки жидкости стекающей по нагревателю 150x150 мм

Зайцев Дмитрий Валерьевич

Институт Теплофизики СО РАН, Новосибирск

Кабов Олег Александрович, д.ф.-м.н.

zaitsev@itp.nsc.ru

Выполнено экспериментальное исследование разрыва пленки жидкости, стекающей по вертикальной пластине с нагревателем 150x150 мм. Число Рейнольдса пленки изменяется от 0.47 до 330, начальная температура составляет 20-24°C. С целью выяснить влияние волнообразования на разрыв пленки, расстояние от сопла до нагревателя изменяется от 41.5 до 200 мм. В качестве рабочих жидкостей используются вода и диэлектрическая жидкость FC-72, имеющие различные краевые углы смачивания.

Краевой угол смачивания измерялся методом «Пузыря». В кювету с исследуемой жидкостью помещался образец идентичной поверхности нагревателя (нержавеющая сталь, шероховатость ~1мкм). На образец, с использованием шприца помещался пузырек воздуха. При помощи системы линз и цифровой видеокамеры получалось увеличенное изображение пузырька (рис. 1) и обрабатывалось на компьютере. Для каждой жидкости было измерено по 10 пузырей, диаметр которых варьировался от 1 до 3 мм. Для воды было получено $\beta_0=45\pm 7^\circ$, для FC-72 - $\beta_0=12\pm 6^\circ$.

На рис. 2 представлены полученные данные по разрыву пленки в виде зависимости безразмерного критерия разрыва $K_{m_{idp}}$ от числа Рейнольдса. Критерий $K_{m_{idp}} = -q_{idp} \cdot (d\sigma/dT) / (c_p \cdot \mu \cdot \rho \cdot (g \cdot \nu)^{2/3})$, где q_{idp} -тепловой поток, при котором на нагревателе появляются первые сухие пятна, является отношением масштаба термокапиллярного касательного напряжения на поверхности пленки к масштабу касательного напряжения на стенке при чисто гравитационном течении пленки. Как видно, все полученные данные удовлетворительно обобщаются единой зависимостью. Таким образом, данные по разрыву пленки для воды и FC-72, имеющих существенно различные краевые углы смачивания, удастся обобщить с помощью критерия, не содержащего краевого угла.

То, что изменение интенсивности волнообразования в области нагревателя при варьировании расстояния от сопла до нагревателя, X_n , с 41.5 до 200 мм, не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на разрыв пленки, объясняется тем, что на нагревателе 150x150 мм сухие пятна образуются в нижней части нагревателя в области между стекающими струями, где пленка перед разрывом является гладкой вне зависимости от характера течения выше по потоку.

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы:

1. На нагревателе 150×150 мм разрыв пленки происходит, в результате эволюции струй, возникающих под действием термокапиллярных сил на участке волнового течения пленки. Сухие пятна образуются в области тонкой пленки между стекающими

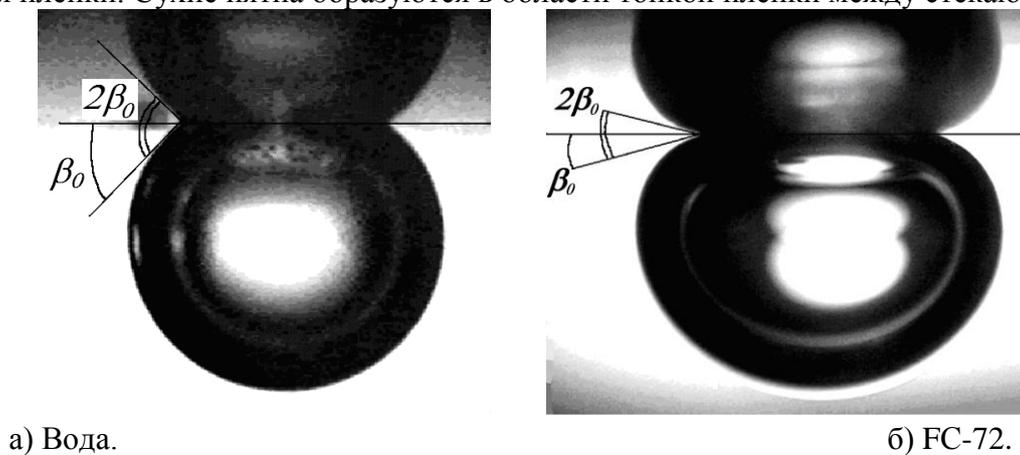


Рис. 1

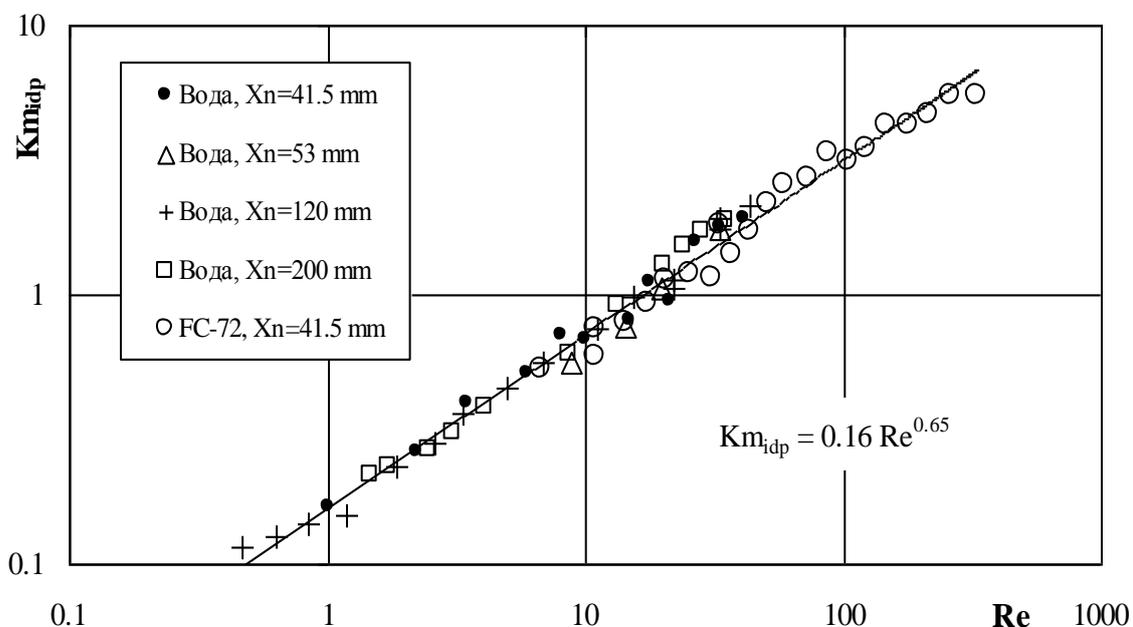


рис. 2

струями. Струи ограничивают распространение сухих пятен по нагревателю и тем самым препятствует возникновению кризису теплообмена.

2. В отличие от разрыва изотермической пленки жидкости, где определяющую роль играют силы смачивания, и краевой угол является основным параметром, разрыв нагреваемой пленки жидкости, не зависит от краевого угла.

3. Варьирование расстояния от сопла до нагревателя, приводящее к изменению интенсивности волнообразования в верхней части нагревателя, не влияет на разрыв пленки, поскольку сухие пятна образуются в нижней части нагревателя в области гладкой пленки между стекающими струями.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-16478, а также грант поддержки ведущих научных школ).

Применение волоконно-оптического датчика для измерения толщины пленки жидкости, стекающей по вертикальной поверхности с нагревателем 150x150 мм

Зайцев Дмитрий Валерьевич

Институт Теплофизики СО РАН, Новосибирск

Кабов Олег Александрович, д.ф-м.н.

zaitsev@itp.nsc.ru

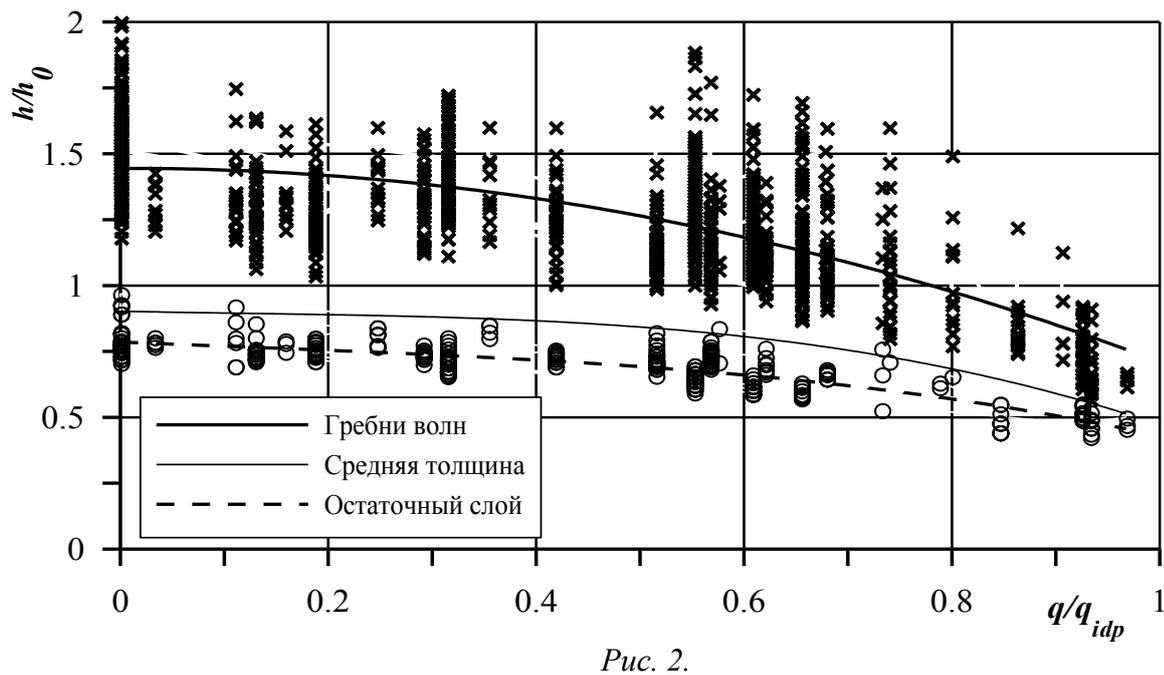
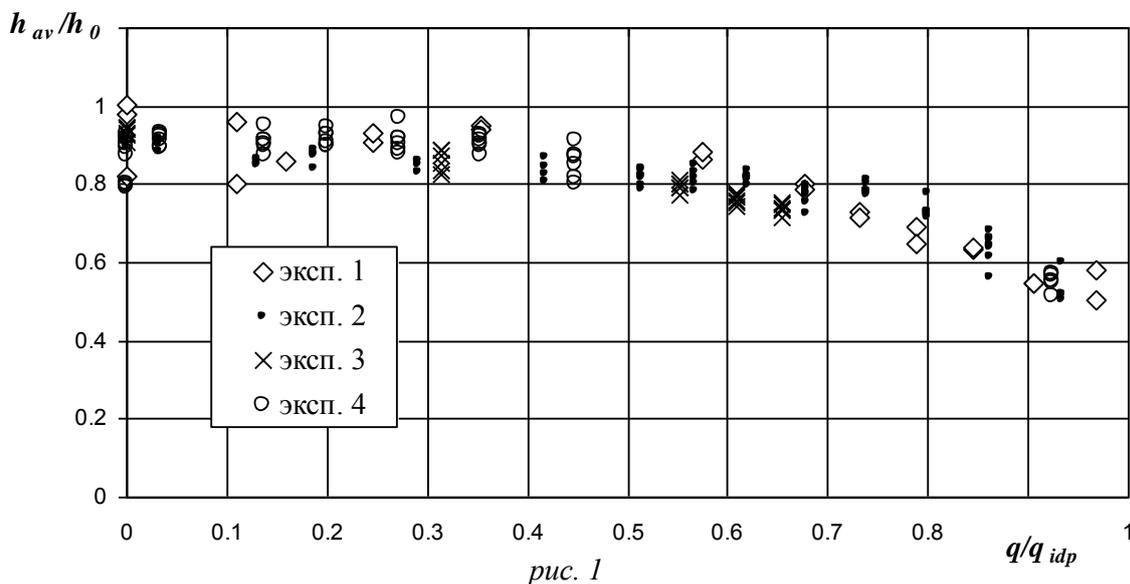
В работе проводится экспериментальное исследование волнового течения пленки воды по вертикальной пластине, в которую вмонтирован нагреватель размером 150x150 мм. Число Рейнольдса пленки $Re=22$, начальная температура 24°C. Обнаружено, что при увеличении теплового потока на нагревателе, в области волнового течения пленки формируются струи, стекающие с определенной длиной волны, между которыми пленка утоняется и выглаживается. Трехмерные волны распространяются по гребням струй. При дальнейшем увеличении теплового потока, сухие пятна образуются в области тонкой пленки между струями.

Толщина пленки измеряется при помощи волоконно-оптического датчика отражательного типа. Датчик устанавливается со стороны свободной границы пленки и может перемещаться вдоль поверхности нагревателя. Точка измерений выбирается так, чтобы после формирования струй она лежала в области тонкой пленки между струями. Датчик состоит из двух световодов: зондирующего, из которого излучение направляется в сторону пленки, и приемного, в который попадает излучение, отраженное от поверхности пленки. Метод основан на зависимости интенсивности отраженного света от расстояния между отражающей поверхностью и датчиком. Размер светового пятна на поверхности пленки составляет 0.25-0.45 мм.

Усиленный сигнал с датчика подавался на аналогово-цифровой преобразователь и оцифровывался с частотой 1000 Гц. Было проведено 4 эксперимента, в каждом из которых тепловой поток увеличивался до тех пор, пока на нагревателе не образовывались сухие пятна. Для каждого теплового потока снимались по 2-6 серий измерений продолжительностью по 1-2 сек каждая. При нахождении средней толщины пленки, производилось усреднение данных для каждой серии.

На рис. 1 представлена зависимость безразмерной средней толщины пленки между струями от безразмерного теплового потока. Толщина пленки отнесена к начальной толщине пленки в верхней области течения, где пленка гладкая. Тепловой поток отнесен к тепловому потоку, при котором на нагревателе происходит образование сухих пятен. Видно, что при относительно малых тепловых потоках средняя толщина пленки не меняется и составляет около 90% от начальной толщины. При увеличении теплового потока, начинают формироваться струи, и, т.к. датчик расположен между струями, он фиксирует уменьшение средней толщины пленки. При дальнейшем увеличении теплового потока струи становятся рельефней, пленка между

ними утоняется и к моменту образования сухих пятен составляет 50-60% от начальной толщины.



На рис. 2 приведены данные по амплитуде волн, толщине остаточного слоя, а кроме того, приведено обобщение данных по средней толщине (рис. 1). Все три параметра с увеличением теплового потока сначала, практически, не меняются, но с началом формирования струй начинают уменьшаться. Перед разрывом амплитуда волн существенно уменьшается, что визуально проявляется как выглаживание пленки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-16478, а также грант поддержки ведущих научных школ).

Исследования дисперсного состава макромолекулярных клубков в области фазового перехода второго рода.

Зайцева Ирина Сергеевна

Орешкина Елена Сергеевна

*Санкт-Петербургский Государственный Морской Технический
Университет*

Клюбин Владимир Владимирович, д.ф - м.н

iren_z@fromru.com

Методом динамического светорассеяния исследована зависимость гидродинамических размеров макромолекул поливинилкапролактама (ПВКЛ, $M=960\text{кДа}$) в водном растворе от температуры при различных концентрациях полимера.

Раствор ПВКЛ в воде имеет верхнюю температуру расслоения, т. е. при увеличении температуры он переходит из однофазного состояния в двухфазное. Водный раствор исследованного образца ПВКЛ расслаивается при температуре около 32°C .

Измерения проводились с помощью анализатора субмикронных частиц «Autosizer» (фирма Malvern, Англия), работающего по принципу коррелометра динамического светорассеяния. В приборах данного типа измеряется автокорреляционная функция тока фотоумножителя, возбуждаемого светом, рассеянным макромолекулами в перемешиваемом растворе. Данный метод позволяет с высокой степенью точности определять коэффициенты диффузии и гидродинамические размеры полимерных молекул и их ассоциатов в растворах. Измерения проводились в температурном диапазоне от 10°C до 35°C . Температуру поддерживали с точностью $0,05^{\circ}\text{C}$ с помощью термостата Пельтье. Были исследованы образцы водных растворов ПВКЛ восьми различных концентраций от 0,1 до 0,0075 массовых %.

Для температур ниже температуры расслоения распределение клубков макромолекул ПВКЛ в воде изображается двугорбой кривой. Компоненту распределения, соответствующую маленьким размерам, мы отождествляем с клубками индивидуальных макромолекул, а крупномасштабную компоненту мы связываем с сигналом, возникающим из взаимодействия макромолекулярных клубков. В данной работе мы изучали зависимость размеров макромолекулярных клубков в области однофазного состояния раствора при температурах меньших температуры расслоения.

На рис.1 изображена зависимость диаметра макромолекулярных клубков d от температуры. Из этого рисунка видно, что изменение диаметра макромолекул в области температур от 10 до 30 температур от 10 до 30 C происходит незначительно.

Для трех самых больших из исследованных концентраций зависимость $d(t)$ в однофазной области экстраполируется прямыми линиями. После температуры расслоения наблюдается резкий рост этого размера.

Для двух самых маленьких исследованных концентраций зависимость $d(t)$ в двухфазной области имеет более сложный вид.

В области температур от 10 до 25 °С диаметр макромолекул практически не изменяется и только после этого начинается уменьшение их размеров. Это связано с тем, что при приближении к температуре расслоения, качество растворителя начинает ухудшаться и макромолекулярные клубки начинают сжиматься. После достижения температуры расслоения и на этих зависимостях наблюдается аномальный рост размеров, что объясняется ассоциацией индивидуальных клубков и образованием их агрегатов.

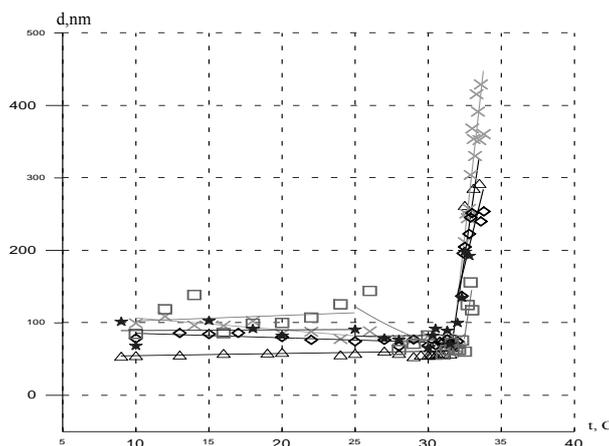


Рис. 1 Зависимость диаметров макромолекулярных клубков от температуры t .

Δ - 0,06 W%, \times - 0,025 W%, \blacklozenge - 0,015 W%, \square - 0,010 W%,
 \circ - 0,0075 W%

В нашей работе мы, кроме измерений дисперсного состава, регистрировали изменения относительной весовой концентрации индивидуальных клубков от температуры раствора.

На рис.2 показана эта зависимость для растворов различных концентраций. Из этого рисунка видно, что по мере увеличения температуры количество макромолекулярных клубков увеличивается. Это говорит о том, что при приближении к температуре расслоения взаимодействие между макромолекулярными клубками уменьшается и число невзаимодействующих клубков растет.

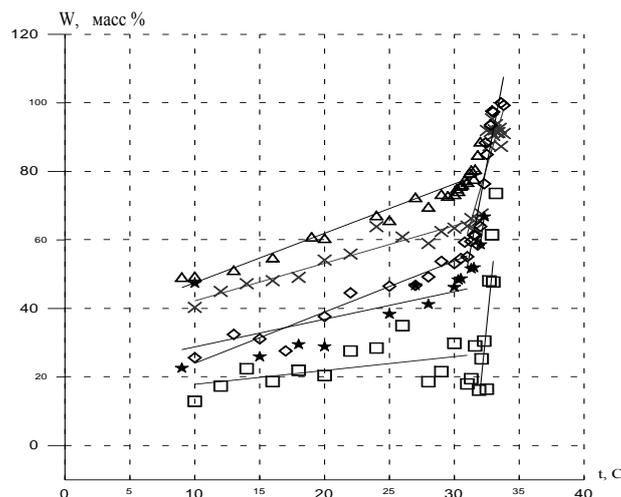


Рис 2. Весовая доля макромолекулярных клубков в зависимости от температуры в растворах с различной концентрацией.

Δ - 0,06 W%, \times - 0,025 W%, \blacklozenge - 0,015 W%, \square - 0,010 W%,
 \circ - 0,0075 W%

Список публикаций:

- [1] Кири Ю.Э. Поли-N-винилпирролидон и другие поли-N-виниламиды: Синтез и физико-химические свойства, М.: Наука, 1998. 252с.
 [2] Шелухина Г.Д., Каранутадзе Т.М., Островский С.А. и др.// Тез. Докл конф. «Водорастворимые полимеры и их применения», Иркутск, 1982, с.74
 [3] Брагинская Т.Г., Клубин В.В.// Высокомолек. Соед. А. 1986, Т.28 № 6. с. 1222
 [4] Клубин В.В.// Высокомолек. соед. А. 1995. т1995, Т.37, № 4, с.670

Несимметричный молекулярно-электронный акселерометр

Захаров Иван Сергеевич

Московский физико-технический институт

ivan_zakharov@mail.ru

Молекулярно-электронные акселерометры (МЭА) образуют перспективный класс устройств, обладающих высокой степенью чувствительности и простотой конструкции, не содержащей элементов точной механики. В общем случае чувствительный элемент МЭА представляет собой четыре электродные сетки, помещенные последовательно друг за другом в канал акселерометра, заполненный раствором электролита (рис.1). Крайние сетки выполняют функцию анодов, средние – катодов. Постоянная разность потенциалов между анодом и катодом приводит к возникновению предельного диффузионного тока в системе анод-катод. Воздействие на акселерометр внешнего механического сигнала вызывает течение электролита через электродную систему, что в свою очередь ведет к возникновению сигнального тока МЭА, пропорционального внешнему ускорению, поступающему на прибор.

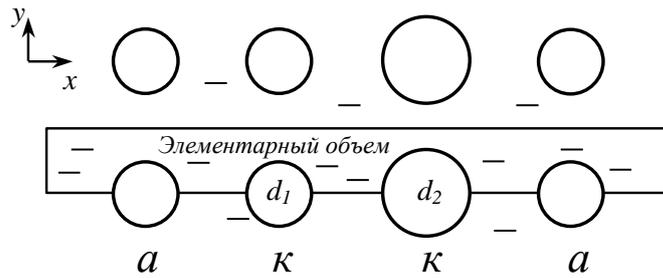


Рис.1. Электродная система МЭА.

Исследование нелинейных искажений сигнального тока МЭА в зависимости от геометрии электродной системы представляет собой крайне актуальную задачу. В работе [1] показано, что в случае идеально симметричной электродной системы нелинейные искажения сигнального тока вызваны частичным проникновением ионов электролита в пространство между катодами, причем в спектре сигнального тока присутствуют только нечетные гармоники. Однако реальная электродная система обладает определенной степенью асимметрии, состоящей в различии площадей электродов. Таким образом, представляет интерес исследование нелинейных искажений в модели, позволяющей учесть асимметрию, присущую реальной системе.

Процесс переноса заряда в МЭА полностью описывается уравнениями Навье-Стокса, неразрывности и конвективной диффузии:

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \vec{v} \\ \operatorname{div}(\vec{v}) = 0 \\ \frac{\partial c}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) c = D \Delta c \end{cases}, \quad (1)$$

где \vec{v} - скорость потока, c - концентрация ионов электролита. В силу периодичности структуры сетчатых электродов в работе изучается процесс нестационарной конвективной диффузии в элементарном объеме, выделяемом в окрестности электродной системы плоскостями симметрии (рис.1). Граничные условия к уравнениям (1) задаются на поверхностях элементарного объема следующим образом:

$$\text{перед узлом:} \quad c = c_0, \quad \partial c / \partial x = 0, \quad v_x = v_0 \sin(\omega t); \quad (2)$$

$$\text{за узлом:} \quad c = c_0, \quad \partial c / \partial x = 0, \quad p = 0; \quad (3)$$

$$\text{на катодах:} \quad c = 0, \quad \vec{v} = 0; \quad (4)$$

$$\text{на анодах:} \quad c = c_0, \quad \vec{v} = 0; \quad (5)$$

$$\text{на плоскостях симметрии:} \quad \partial c / \partial y = 0, \quad v_y = 0. \quad (6)$$

Результатом расчета являются поля концентрации ионов, получаемые решением (1) при (2-6) с помощью численного метода конечного объема. Амплитуда сигнального тока при различных частотах внешнего воздействия находится из выражения:

$$I \sim eD \left\{ \int_{S_{K1}} \frac{\partial c}{\partial r} dS - \int_{S_{K2}} \frac{\partial c}{\partial r} dS \right\}. \quad (7)$$

Результаты расчета показывают (рис.2), что в несимметричной системе коэффициент нелинейных искажений (КНИ) сигнального тока имеет минимум, причем в спектре сигнального тока содержатся как четные, так и нечетные гармоники.

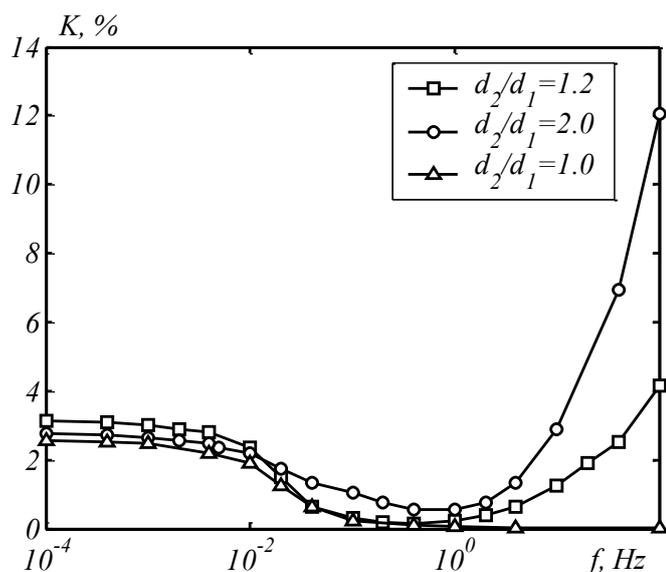


Рис.2. КНИ сигнального тока.

При этом нелинейные искажения в области верхних частот связаны главным образом с четными гармониками и вызваны асимметрией электродной системы, тогда как в области нижних частот – с нечетными гармониками, и связаны в основном с частичным проникновением ионов в пространство между катодами. В частности, из полученных данных следует, что относительно небольшое различие в катодах способно привести к значительным нелинейным искажениям сигнального тока в области верхних частот.

Список публикаций:

[1] Захаров И.С., Тезисы докладов, VII научн. конф. молод. учен. и спец-ов ОИЯИ, 341-344 Дубна (2003).

Моделирование фотоиндуцированной термокапиллярной деформации тонкого слоя жидкости

Зуева Анастасия Юрьевна

Аксёнов Андрей Николаевич

Тюменский государственный университет

Безуглый Борис Антонович, к.ф.-м.н., Федорец Александр Анатольевич, к.ф.-м.н.

fedorets_alex@utmn.ru

Объектом исследования является малоизученный капиллярный эффект – фотоиндуцированная термокапиллярная (ФТК) конвекция [1], наблюдаемый при облучении лазерным пучком слоя жидкости со свободной поверхностью. Растущий интерес к этому эффекту связан с появлением ряда его новых практических применений, например, бесконтактных методов измерения свойств жидких слоев [2,3]. В этих методах используются зависимости профиля термокапиллярного (ТК) углубления от оптических, реологических и тепловых характеристик системы «индуцирующий пучок / жидкий слой / подложка». Большинство работ в этом направлении являются экспериментальными. Поэтому задача повышения эффективности проводимых исследований тесно связана с созданием адекватной математической модели ФТК эффекта и переходом от физических к численным экспериментам.

В работе проведено многопараметрическое тестирование известных [4,5] математических моделей ФТК конвекции. На основе их критического анализа предложена новая модель [6], описывающая стационарное ТК углубление. Получено дифференциальное уравнение (1)

$$\frac{\partial \sigma}{\partial r} \left(\frac{3}{2h} + \frac{d^2 h}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dh}{dr} \right) + \frac{\sigma}{r} \frac{d^2 h}{dr^2} - \frac{\sigma}{r^2} \frac{dh}{dr} = 0, \quad (1)$$

численное решение которого дает профиль ТК углубления. Тестирование этой модели показало, что в рассмотренных системах расчетные профили ТК деформации качественно соответствуют эксперименту, а в отдельных случаях, они близки и на количественном уровне, Рис.1.

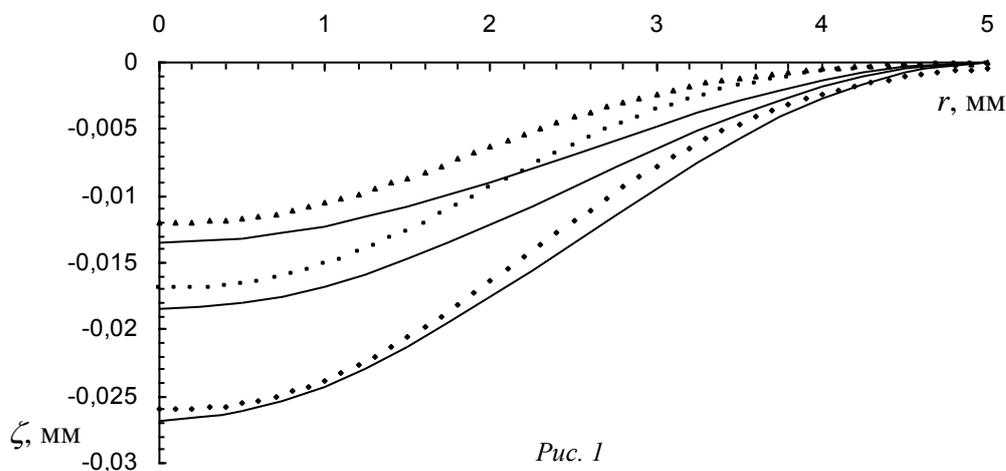


Рис. 1

Список публикаций:

- [1] *Da Costa G., Calatroni J. Transient deformation of liquid surfaces by laserinduced thermocapillarity. Appl. Opt.* 18(2) 233-5 (1979).
- [2] Патент РФ № 2163712. Способ измерения и контроля мощности лазерного излучения и устройство для его осуществления. Безуглый Б.А., Федорец А.А. – Бюл. № 6 // Изобретения. – 2001.
- [3] Патент РФ № 2169049. Способ очистки твердой поверхности от жидких загрязнений в виде пленки смачивания или капель. Безуглый Б.А., Федорец А.А. – Бюл. № 17 // Изобретения. – 2001.
- [4] Визнюк С. А., Суходольский А. Т. О термокапиллярном самовоздействии лазерного излучения в тонких слоях поглощающей жидкости // «Квантовая электроника» – 1988, № 4. С. 767-770.
- [5] Индейкина А. Е., Рязанцев Ю. С., Шевцова В. М. Нестационарная термокапиллярная конвекция в слое неравномерно нагретой жидкости // МЖГ. 1991, № 3. С. 17-25.
- [6] Безуглый Б. А., Иванова Н. А., Зуева А. Ю. Термокапиллярная деформация тонкого слоя жидкости вызванная пучком лазера // ПМТФ. 2001, № 3. С. 130-134.

О нагреве насыщенных пористых сред с помощью электромагнитного излучения

Ильясов Урал Рафкатович

Институт Проблем Транспорта Энергоресурсов АН РБ

Шагапов Владик Шайхулагамович, д. ф-м. н.

uralic@mail.rb.ru

При интенсивном термическом и электромагнитном воздействии на содержащую жидкость пористую среду возникают такие эффекты как взрывное разрушение бетона и строительных конструкций при пожаре [1], деформация пористых материалов при сушке [2], разрушение дерева при ударе молнии [3, 4], интенсификация добычи высоковязкой нефти [5], и др.

В работе [6] рассмотрена задача о нагреве пористой среды, насыщенной жидкостью с помощью подвода тепла через непроницаемую границу. В данной работе исследуются особенности нагрева насыщенных пористых сред с помощью электромагнитного излучения.

При описании процессов фильтрации, а также тепло - и массопереноса при электромагнитном воздействии примем следующие допущения. Температуры пористой среды и насыщающего флюида (воды или пара) в каждой точке совпадают. Кроме того, будем полагать, что скелет пористой среды несжимаем и неподвижен, пористость постоянна. Газовая фаза (пар) и пористая среда являются прозрачными для электромагнитного излучения. В тоже время, насыщающая пористую среду жидкость полностью поглощает электромагнитное излучение, причем фазовые превращения происходят в тонком слое – границе фазовых переходов.

Система уравнений, описывающих процесс лучевого удара, включает уравнения сохранения массы, тепла, закон Дарси, а также выражения на границе фазовых переходов, следующие из условий баланса массы и тепла.

Для пара примем уравнение Клапейрона – Менделеева, а для воды линейное уравнение состояния:

$$\rho_v = p / R_v T, \quad \rho_l = \rho_{l0} (1 + \alpha(p - p_0) - \beta(T - T_0)), \quad (\alpha = 1 / \rho_{l0} C_l^2) \quad (1.3)$$

где R_v - газовая постоянная, ρ_{l0} - истинная плотность воды, α - коэффициент

сжимаемости воды, определяемый скоростью звука в воде C_l и плотностью воды, β - коэффициент теплового расширения воды. Нижний индекс "0", соответствует значениям параметров для начального невозмущенного состояния в пористой среде.

Рассмотрим пористую среду, насыщенную жидкостью, которая подвергается воздействию электромагнитного излучения через границу пласта, источником постоянной мощности q . На границе испарения будем пренебрегать тепловым потоком в область, насыщенную паром, а также потоком тепла на границе пористой среды ($\partial T(0,t)/\partial r = 0$) [7]. В связи с этим, вследствие тонкости паронасыщенной зоны, температуру в области пара, также будем считать однородной.

В рамках плоско-одномерной задачи будем полагать, что на границе воздействия поддерживается постоянное давление p_e ($p_e > p_0$), а в случае радиально-симметричной задачи, граница воздействия непроницаема для воды или пара. В этом случае начальные и граничные условия можно записать в виде:

$$p = p_0, T = T_0, (r > 0, t = 0), p = p_e, 2\pi\lambda r \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_r = 0, (r \rightarrow 0, t > 0). \quad (n = 0) \quad (3.1)$$

$$p = p_0, T = T_0, (r > 0, t = 0), 2\pi r \left(\frac{k}{\mu_l} \frac{\partial p}{\partial r} \right)_r \rightarrow 0, 2\pi\lambda r \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_r \rightarrow 0, (r \rightarrow 0, t > 0). \quad (n = 1) \quad (3.2)$$

В данной постановке задача является автомодельной. В случае плоско-одномерной задачи предполагается, что фронт испарения движется с постоянной скоростью v , для радиально-симметричной задачи автомодельная переменная вводится аналогично случаю термического воздействия [6].

На рис. 1. приведено сравнение профилей давления и температуры для радиально-симметричной задачи в слабопроницаемой пористой среде ($k = 10^{-14} \text{ м}^2$), соответствующих случаю электромагнитного воздействия (сплошные линии) и теплового источника [6] на границе пористой среды (штриховые линии), насыщенной жидкостью с температурой $T_0 = 300 \text{ К}$ и при давлении $p_0 = 0.1 \text{ МПа}$. Мощность теплового и электромагнитного источника $q = 10^4 \text{ Вт/м}$. Как видно из рис. 1. в случае лучевого воздействия на пористую среду происходит значительное повышение порового давления и интенсификация процессов фильтрации. Это связано с тем, что как показано в [6], в случае теплового источника на границе среды значительная часть подводимой энергии расходуется на перегрев ближней зоны, насыщенной паром. В случае электромагнитного воздействия, основная часть излучаемой энергии расходуется на фазовые переходы, при этом в пористой среде реализуются гораздо большие значения давления, а также увеличивается скорость границы испарения.

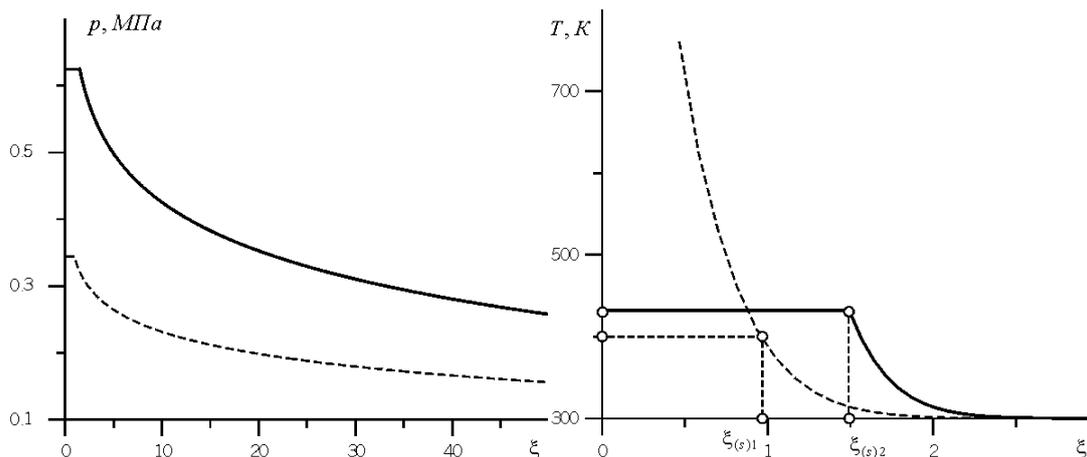


Рис.1. Профили давления и температуры в пористой среде в случае теплового источника (штриховые линии) и источника СВЧ электромагнитного излучения (сплошные линии).

Список публикаций:

- [1] Бартелеми Б., Крюппа Ж. Огнестойкость строительных конструкций. М.: Стройиздат, 1985. 216 с.
 [2] Лыков А.В. Теория сушки. М.: Энергия, 1968. 471 с.
 [3] Пудовкин А.К. Шаровая молния в новосибирском Академгородке. // УФН. 1996. Т. 166. № 11. С. 1253-1254.
 [4] Саранин В.А. К теории электротеплового взрыва производимого молнией // ТВТ. 1999. Т. 37. № 1. С. 31-36.
 [5] Хабибуллин И.Л. Нелинейные эффекты при нагреве сред электромагнитным излучением // ИФЖ. 2000. Т. 73. № 4. С. 832-838
 [6] Ильясов У.Р. Тепловой удар в пористой среде, насыщенной жидкостью. // Сб. тезисов ВНКФ-8, Екатеринбург. 2002. С. 188-190.
 [7] Карслоу Г.С., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.

Численное исследование изменения положения границы раздела вода – нефть в горизонтальных скважинах

Киреев Виктор Николаевич

Институт механики Уфимского научного центра РАН

Урманчиев Саид Федорович, к.ф.-м.н.

kireev@anrb.ru

При разработке нефтяных месторождений для увеличения объемов и повышения качества добываемой нефти широко используются горизонтальные скважины. Динамика потока в горизонтальных скважинах существенно отличается от таковой для вертикальных скважин, что прежде всего связано с действием силы тяжести, приводящей к расслоению потока в стволе горизонтальной скважины.

В представленной работе изучаются особенности расслоенного течения двух жидкостей (первая жидкость – вода, вторая – нефть) в плоском канале с отслеживанием границы раздела между ними.

Рассмотрим горизонтальную скважину длины L и высотой h , причем $h \ll L$. Часть сечения скважины заполнена водой (находится внизу), а другая часть – нефтью. Обе жидкости первоначально покоятся, граница раздела между ними является плоской. В начальный момент времени через левый торец скважины начинается одновременная

закачка воды и нефти через соответствующие сечения. Задачей настоящей работы является определение положения границы раздела вода - нефть и величину отклонения межфазной границы на выходе из скважины, после того как течение установится.

Математическая модель рассматриваемого процесса состоит из уравнения неразрывности и уравнений Навье-Стокса, дополненная соответствующими начальными, граничными условиями, а также кинематическими и динамическими условиями на границе раздела жидкостей.

Для дискретизации исходных уравнений использовалась стандартная явная конечно-разностная аппроксимация первого порядка точности по времени и пространству. Для определения положения границы раздела фаз применялся метод VOF (Volume Of Fluid).

Рассмотрена задача об изменении профиля продольной скорости по длине канала в случае, когда вода и нефть подаются с левого торца канала с одинаковой скоростью (рис. 1). Первоначально высота вода занимала $2/3$ сечения канала. Положение границы раздела между водой и нефтью можно определить по точке, в которой график продольной скорости испытывает излом. Установлено, что на выходе из канала вода занимает меньшее сечение, а сечение занимаемое нефтью увеличивается. Одновременно максимальная скорость потока воды увеличивается практически в два раза, а скорость нефти становится значительно меньше. Это происходит вследствие различия вязкостей жидкостей: более вязкая жидкость течет медленнее и, поскольку для несжимаемых жидкостей заданный расход в каждом сечении сохраняется, поэтому она занимает больший объем.

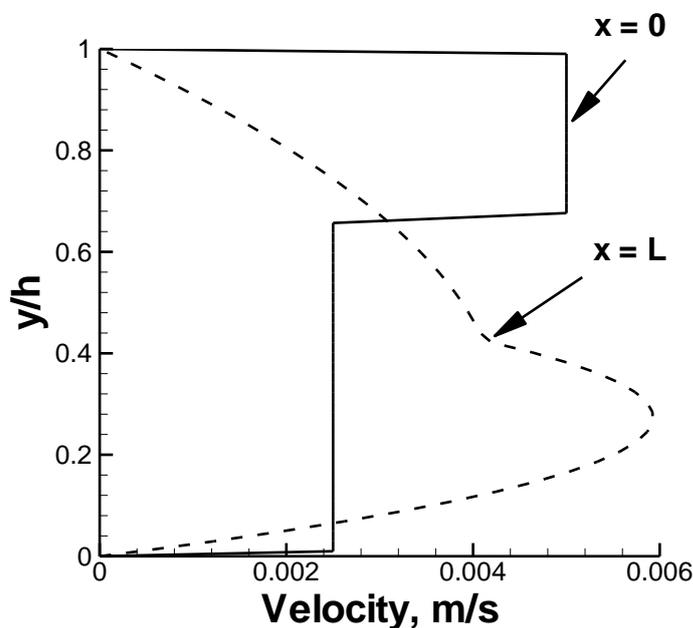


Рис. 1

Наиболее существенные аспекты расслоенного потока отражены в интегральных кривых, характеризующих абсолютное отклонение границы раздела жидкостей в зависимости от отношения вязкостей воды и нефти (рис. 2).

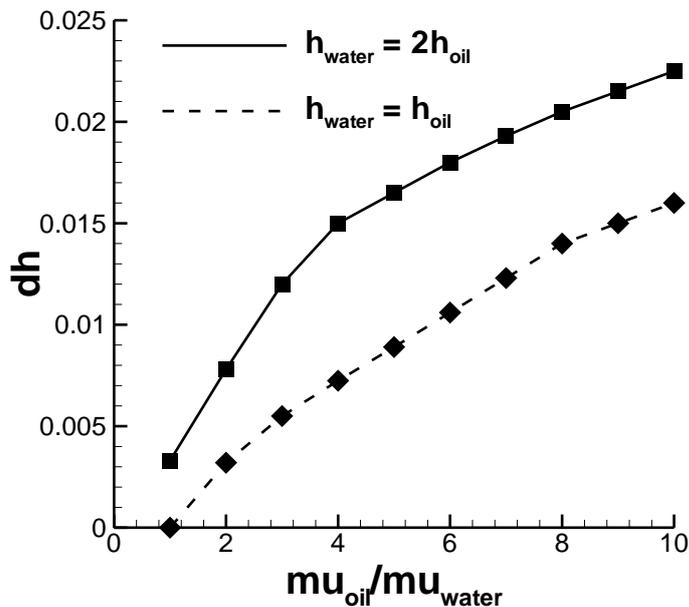


Рис. 2

Бифуркационная структура пузырькового осциллятора

Коновалова Светлана Ильдусовна

Институт Механики УНЦ РАН

Ахатов Искандер Шаукатович, д.ф-м.н.

Sveta@imech.anrb.ru

Динамика кавитационного пузырька в акустическом поле включает в себя как колебания радиуса пузырька, так и трансляционное движение, т.е. перемещение пузырька в пространстве. Сферический пузырек, совершающий вынужденные радиальные колебания под воздействием акустического поля высокой интенсивности, представляет собой нелинейный осциллятор. Если нелинейные аспекты радиальных колебаний пузырька исследовались во многих работах (*Lauterborn, J.Acoust.Soc.Am. 1976; Parlitz et al., J.Acoust.Soc.Am. 1990; Lauterborn&Metin, Phys.Fluids A. 1993*), то трансляционному движению пузырька уделялось гораздо меньше внимания. Тем не менее, нелинейные эффекты могут проявить себя и в трансляционном движении, поэтому исследование позиционной устойчивости пузырька является важной задачей, особенно при моделировании явления сонолюминесценции, когда пузырек подвергается воздействию сильного акустического поля. Так, экспериментальное исследование динамики пузырька как в бегущей, так и в стоячей акустической волне показывает, что пузырек совершает неустойчивое «танцующее» движение в направлении изменения акустического поля, если интенсивность звука достаточно велика (*Yosioka et al., Acustica. 1955; Eller&Crum, J.Acoust.Soc.Am. 1970*). Один из возможных механизмов возникновения «танцующего» движения пузырька основан на предположении о нарушении его сферической формы (*Benjamin&Ellis, J.Fluid Mech. 1990*).

В работе представлено численное моделирование динамики газового пузырька, совершающее как радиальные колебания, так и трансляционное движение в сферической колбе, наполненной вязкой слабо сжимаемой жидкостью, в которой сформирована стоячая акустическая волна. При этом предполагается, что сферическая форма пузырька не нарушается. Распределение акустического давления представлено в следующем виде:

$$p(r, t) = P_0 - P_a \sin \omega t \frac{\sin kr}{kr}, \quad (1)$$

где r – трансляционная координата, P_0 – атмосферное давление, P_a , ω , k – соответственно амплитуда акустического давления, циклическая частота и волновое число акустического поля. Радиальные колебания пузырька моделируются уравнением Херринга-Флинна-Гилмора в следующем виде:

$$\left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right) R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \left(1 - \frac{\dot{R}}{3c}\right) = \left(1 + \frac{\dot{R}}{c}\right) \frac{p_w - p(r, t)}{\rho_l} + \frac{R}{\rho_l c} \frac{d}{dt} (p_w - p(r, t)), \quad (2)$$

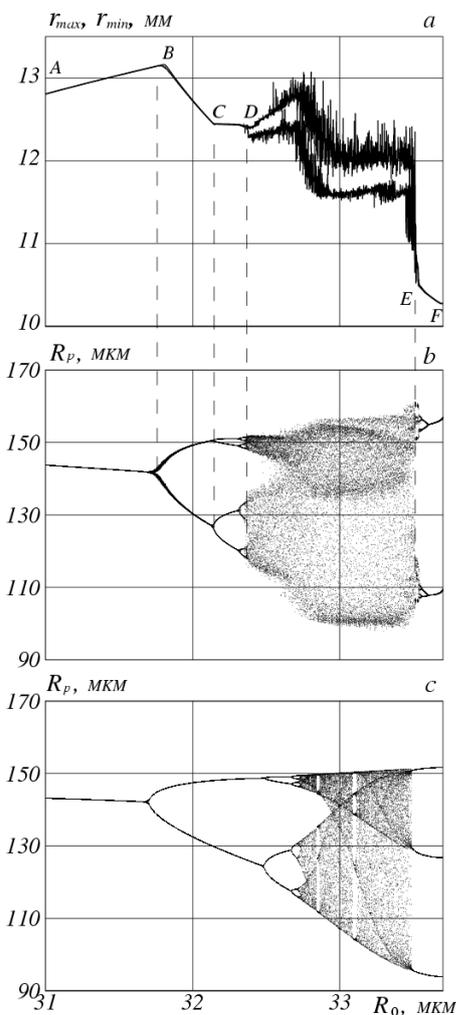


рис. 1

где R – радиус пузырька, c – скорость звука в жидкости, ρ_l – плотность жидкости, p_w – давление в жидкости у стенки пузырька:

$$p_w = \left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0}\right) \left(\frac{R}{R_0}\right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R}, \quad (3)$$

где R_0 – равновесный радиус, σ – коэффициент поверхностного натяжения, γ – показатель адиабаты, μ – вязкость жидкости. Трансляционное движение представляет собой поступательное движение пузырька под действием акустического и гравитационного полей, с учетом вязкости жидкости и эффекта присоединенной массы:

$$\dot{\vec{v}}_b = 3\dot{\vec{v}}_l + \left(\frac{3\dot{R}}{R} + \frac{6\mu}{\rho_l R^2}\right) (\vec{v}_l - \vec{v}_b) - 2\vec{g}, \quad (4)$$

где \vec{v}_b – скорость пузырька, \vec{v}_l – скорость жидкости, \vec{g} – ускорение свободного падения.

На основе полученной модели численно исследованы динамические характеристики пузырька для всех значений параметра R_0 от 1 до 50 мкм с шагом 0.001 мкм. Построены бифуркационные диаграммы для радиуса пузырька, раскрывающие повторяющуюся структуру бифуркационного множества в пределах субгармонических резонансов системы. Квазистационарное решение для трансляционной

координаты r реализуется для таких значений R_0 , при которых осцилляции пузырька регулярны с периодом T , $2T$, ... (участок ABCD рис. 1). Точки В и С соответствуют

первой и второй бифуркациям удвоения периода. Последовательность бифуркационных значений параметра стремится к критической точке D, в которой происходит переход как хаотическим осцилляциям, так и изменение вида трансляционной координаты от квазистационарного к хаотическому, причем амплитуда хаотических трансляционных колебаний достигает 0.5 мм. В точке E происходит возврат к периодическим осцилляциям и на участке EF реализуется регулярная динамика пузырька. На *рис. 1, с* приводится бифуркационная диаграмма для радиуса пузырька без учета трансляционного движения. Видно, что переход к хаосу происходит по сценарию Фейгенбаума. На *рис. 1, b* тонкая структура бифуркаций оказывается размытой из-за наличия трансляционного движения. Полученный результат может быть интерпретирован как возможный механизм возникновения хаотического «танцующего» движения пузырька, который не предполагает нарушения его сферической формы.

Список публикаций:

[1] *Konovalova S. I., Proc. of 12th General Conference of the European Physical Society 'Trends in physics', Budapest, Hungary, August 26 – 30, p. 167 (2002).*

[2] *Ахатов И.Ш., Коновалова С.И., Прикл. Мат. Мех. (в печати).*

Исследование энергообмена при взаимодействии разреженных газов с поверхностью металлов

Крупин Илья Викторович.

Уральский Государственный Университет.

Legals@mail.ru

Работа посвящена экспериментальному подходу к нахождению такого значимого параметра в процессах теплообмена в системе газ - твердое тело, как коэффициент аккомодации энергии (КАЭ) методом регулярного теплообмена в коаксиальных цилиндрах с применением разработанной высокочувствительной цифровой схемы контроля – измерения температуры образца. Объектами для проведения экспериментов являются поверхности благородных металлов (исследованы образцы вольфрамовой проволоки диаметром 8 мкм с напылением золота и платиновой нити диаметром 50мкм). погруженные в разреженные (давление 1-50Па) инертные одноатомные газы (Ne, Ar, Xe).

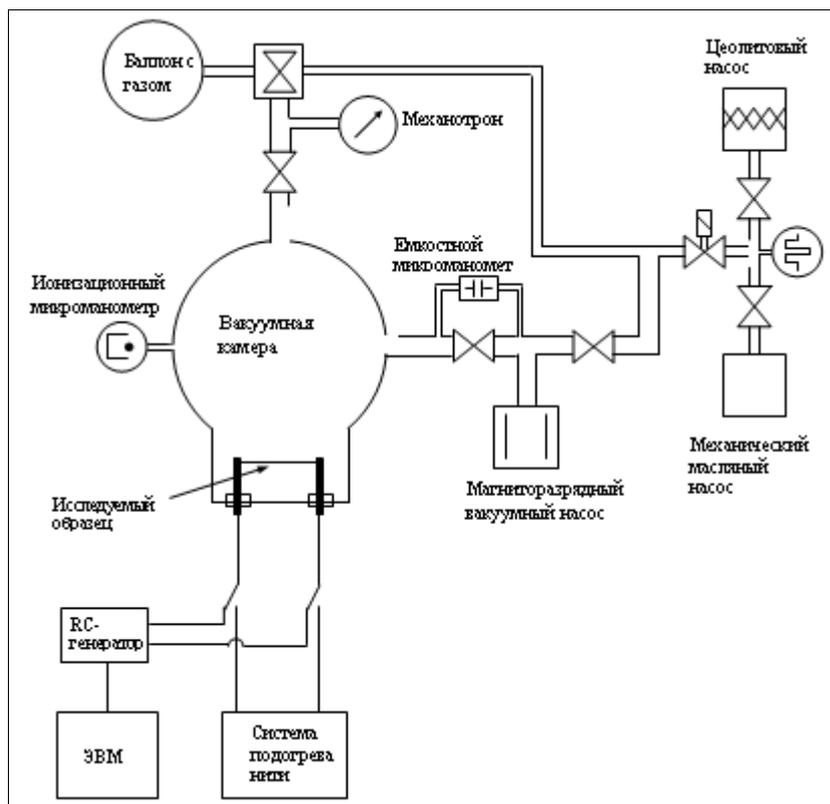


Рис 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

Расчет КАЭ в данном методе проведен по формуле:

$$\alpha = \frac{C_p r r_1 (2\pi \mu k T / N_0)^{1/2} m}{2(C_v \mu / N_0 + k/2) p}, \quad (1)$$

где m - темп охлаждения нити (рассчитывается из экспериментально определяемой зависимости температуры образца от времени); P - давление исследуемого газа; μ - молекулярный вес газа; C_v - изохорная теплоемкость газа; r_1 - радиус металлической нити; C_p , ρ - теплоемкость и плотность материала нити; T - средняя температура газа; k - постоянная Больцмана; N_0 - число Авогадро.

Таблица 1. Полученные экспериментальные значения КАЭ, погрешности определения КАЭ

<i>Система</i>	αE	$\Delta\alpha E$
<i>Pl(неочищенная)-Ar</i>	<i>1.05</i>	<i>0.10</i>
<i>Pl-Ar</i>	<i>0.82</i>	<i>0.04</i>
<i>Pl-Ne</i>	<i>0.62</i>	<i>0.03</i>
<i>Pl-Xe</i>	<i>1.10</i>	<i>0.12</i>
<i>Au-Ar</i>	<i>0.46</i>	<i>0.09</i>

Таким образом, при проведении исследования были достигнуты следующие результаты:

1. Разработана и реализована схема для контроля-измерения температуры исследуемых нитей. Применение современных элементов, а так же хорошая термостабилизация схемы позволили достичь высокой стабильности генерации и обеспечили чувствительность схемы по температуре до 10000 Гц на градус, при погрешности измерения 0.004 градуса. Подключение к порту компьютера и реализация синхронного интерфейса счета – передачи данных позволили проводить до 100 измерений температуры нити в секунду.

2. Проведен подробный анализ параметров нитей, давлений газов, и рабочих диапазонов температур необходимых для постановки эксперимента по определению КАЭ на границе газ – твердое тело.

3. Изучено влияние различных сторонних эффектов и вносимых ими погрешностей и поправок на значение измеряемого КАЭ.

4. Проведено измерение КАЭ для термически очищенной платине в ряде инертных газов. Полученные результаты совпали с данными, приведенными в ряде научных трудов других авторов, для систем с платиновой нитью результаты соответствуют литературным данным для слабоочищенных поверхностей.

5. Проведена оценка влияния очистки поверхности платины на значение КАЭ.

6. Разработана и реализована методика крепления сверхтонких нитей (до 8 мкм) с целью измерения на них КАЭ.

7. Проведены предварительные измерения КАЭ на вольфрамовой нити покрытой золотом и находящейся в аргоне. Изучен и проанализирован ряд эффектов, возникающих при постановке экспериментов со сверхтонкими нитями.

О формировании ударного переднего фронта при движении вязкой несжимаемой жидкости по наклонной плоскости (трехмерная модель)

Лапин Виталий Геннадьевич

Ставропольский Государственный Университет

Каплан Л. Г.

vitl@s-service.ru

Резкое увеличение стока горных рек при катастрофических осадках и резком сбросе воды из водохранилищ часто приводит к катастрофическим последствиям. Как установлено прямыми наблюдениями жителей, поневоле оказавшихся в зоне затопления, на сравнительно большом расстоянии от водохранилищ и зон осадков

происходит обострение переднего фронта течения, что проявляется во внезапном резком увеличении уровня реки. Это явление особенно резко проявляется при более пологом течении на равнинной части реки, где, казалось бы, следовало ожидать спокойного медленного повышения уровня. Аналогичное явление происходит при формировании снежных лавин, достигающих максимума разрушительной силы в момент перехода с горы на равнину. Данное явление требует детального изучения.

В настоящей работе предложена теоретическая трехмерная модель явления. В качестве модели рассматривается двухслойное движение несжимаемой вязкой жидкости по наклонным каналам цилиндрической и прямоугольной формы.

По итогам работы можно сделать следующие выводы.

1. При любом пологом переднем фронте в каналах прямоугольного и кругового сечения со временем происходит увеличение его крутизны (рис. 1).

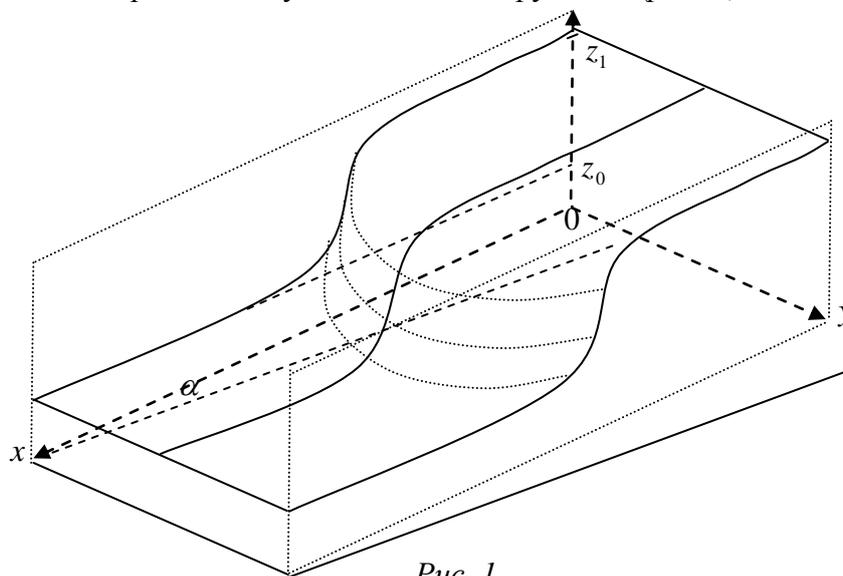


Рис. 1

2. Показано, что в канале кругового сечения за промежуток времени $\Delta t = \frac{\Delta z}{\Delta V_x} = -\frac{4\nu}{g \sin \alpha \cdot z_0}$, при $\sqrt{a} < z_0 < 0$ и $z_1 = 0$, происходит обострение переднего фронта волны. При этом этот промежуток и расстояние, на котором происходит обострение, зависят от начальной крутизны фронта. При малой начальной крутизне фронта этот промежуток увеличивается, а при большой - уменьшается. Кроме начальной крутизны, указанный промежуток времени зависит от наклона канала. При увеличении угла наклона происходит уменьшение времени обострения переднего фронта. Кроме того, время обострения зависит от вязкости жидкости в соответствии с линейной зависимостью.

3. Установлено, что в канале кругового сечения время и расстояние образования ударного фронта практически не зависят от геометрических размеров канала.

4. Доказано, что аналогично случаю круглого сечения, происходит формирование переднего фронта в канале прямоугольного сечения. Однако время образования переднего фронта

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{\Delta V_x} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{v \cdot (\pi n)^3 \cdot (1 + e^{-2\frac{\pi n}{b} z_1})(z_1 - z_0)}{\sin \frac{\pi n}{b} y \cdot 2b^2 g \cdot \sin \alpha (1 - (-1)^n) (e^{-\frac{\pi n}{b} z_0} + e^{\frac{\pi n}{b}(z_0 - 2z_1)} - 2e^{-\frac{\pi n}{b} z_1})} \quad \text{зависит}$$

не только от выше приведенных величин, но и от ширины канала. Причем при глубине канала, сравнимой с его шириной, зависимость практически линейная, а при ширине намного большей глубины - зависимость практически отсутствует. Этот теоретический результат подтверждается данными наблюдений.

Проверка применимости модифицированного псевдопотенциала Анималу-Хейне к расчёту структурных характеристик металлических расплавов

Мальханова Ольга Геннадьевна

Дубинин Николай Эдуардович

Трефилова Татьяна Владимировна

*Институт металлургии Уральского Отделения Российской Академии
Наук*

Ватолин Николай Анатольевич

to1a@mail.ru

До недавнего времени, во многих работах для расчёта термодинамических свойств многокомпонентных расплавов щелочных металлов успешно использовался метод локального псевдопотенциала в сочетании с термодинамической теорией возмущений. Однако использовались псевдопотенциалы, не зависящие от состава расплава, либо значения параметров псевдопотенциала определяли путём подгонки под какое-либо экспериментальное свойство исследуемого расплава для каждого конкретного состава. Это фактически позволяет добиваться зависимости псевдопотенциала от концентрации смеси, но на наш взгляд, снижает ценность расчётов.

Недавно нами была предложена модификация локального модельного потенциала Анималу-Хейне, учитывающая зависимость глубины потенциальной ямы от состава расплава и получено хорошее согласие с экспериментом ряда термодинамических свойств для расплавов Na-Cs и K-Cs в рамках данного приближения.

В данной работе мы используем этот подход для расчета структурных характеристик эквиатомных расплавов Na-K, Na-Cs, Na-Rb, K-Cs, K-Rb, Rb-Cs. В качестве структурных характеристик были исследованы структурные факторы Бхатиа-Торнтонна, описывающие корреляции между концентрациями и плотностями компонентов двойной смеси. Данные структурные факторы широко используются в настоящее время для качественного и количественного изучения жидких металлических сплавов, так как по поведению зависимости структурного фактора “концентрация - концентрация” $S_{cc}(q)$ в длинноволновом пределе от состава расплава можно сделать выводы о наличии в исследуемой системе тенденции к расслоению или тенденции к образованию соединения.

Результаты, полученные нами для структурного фактора $S_{cc}(0)$, лучше согласуются с имеющимися в литературе экспериментальными данными, чем расчёты без учёта концентрационной зависимости от параметра псевдопотенциала, полученные нами ранее. Исключение составляет имеющая большой размерный фактор система Na-Cs, для которой расчёты не показывают экспериментально обнаруженную тенденцию к расслоению в пределах концентрации 0.7-0.9. Данное расхождение может быть объяснено использованием парциальных структурных факторов в твёрдосферном приближении, которое является слишком грубым для выявления «аномальных» особенностей расплава. Открытым остаётся вопрос о наличии тенденции к расслоению в системе Na-Rb, для которой результаты не согласуются с расчётными данными работы [Y.Tanaka, N.Ohtomo, K.Arakawa J. Physical society of Japan, 1983, v.52, №6, p.2093-2101], а экспериментальная информация отсутствует.

Улучшение теоретических результатов может быть достигнуто при переходе от вариационного метода к более сложным методам термодинамической теории возмущений, в которых структура смеси отличается от твердосферной.

Работа выполнена при финансовой поддержке комиссии РАН по работе с молодёжью (грант 188 6-го конкурса-экспертитзы 1999 года научных проектов молодых учёных РАН по фундаментальным и прикладным исследованиям).

Термокапиллярные эффекты в гравитационно стекающей локально-нагреваемой пленке жидкости

Пальчиков Вячеслав Владимирович

Глушук Андрей Вячеславович

Гришаев Виктор Геннадьевич

Новосибирский Государственный Университет

Марчук Игорь Владимирович, к.ф-м.н.

grish@gorodok.net

В настоящей работе исследовалась тонкая (50-300 мкм) пленка 10% раствора этилового спирта в воде, стекающая по наклонной подложке с локальным источником тепла прямоугольной формы.

Ввиду малой толщины пленки на картину течения существенное влияние оказывают капиллярные силы, в частности, из-за неоднородности температуры на поверхности жидкости, проявляют себя термокапиллярные силы, происхождение которых объясняется тем, что поверхностное натяжение зависит от температуры. В результате в районе нагревателя, где имеется большая неоднородность температуры, возникает термокапиллярная деформация поверхности – образуется горизонтальный вал, который при некоторой пороговой интенсивности нагрева распадается на подковообразные струи. На поверхности пленки возможно возвратное течение, вызванное существенным падением поверхностного натяжения в области нагревателя.

Теоретические изыскания позволяют, зная распределение температуры на поверхности, рассчитать термокапиллярное касательное напряжение и профиль толщины жидкости, а также дают их критические значения, при которых возможно возвратное течение.

Температурное поле на поверхности жидкости снималось при помощи инфракрасного сканера «Сова - 2». По полученным данным рассчитывались профили толщины пленки, поля градиента температуры, а также поля касательного термокапиллярного натяжения для различных интенсивностей нагрева и расходов жидкости. Установлено, что при малых скоростях течения жидкости и при большой мощности, рассеиваемой на нагревателе, выполняются критерии возвратного термокапиллярного течения.

Динамика детонационной волны в пузырьковой жидкости в случае осевой симметрии

Переведенцева Алина Разифовна

Стерлитамакский Государственный Педагогический Институт

Гималтдинов Ильяс Кадирович

p_alina@mail.rb.ru

В работе исследуются особенности распространения детонационных волн давления в жидкости, содержащей зону конечных размеров с пузырьками взрывчатого газа, в случае цилиндрической симметрии.

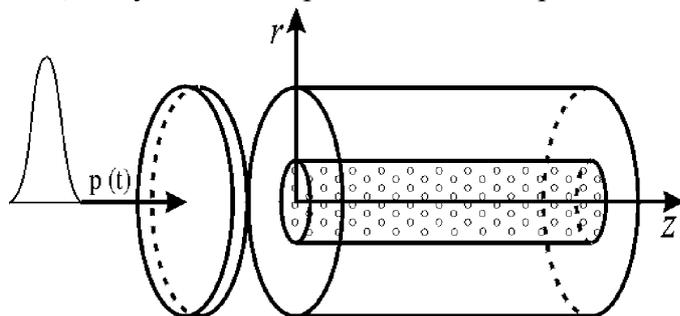


Рис. 1.

Рассматривается труба, заполненная жидкостью, в которой находится пузырьковая зона, ограниченная в общем случае цилиндрической поверхностью, образующая которой параллельна оси z (Рис. 1). Рассмотрим такие волновые возмущения, при которых в жидкости реализуются двумерные течения. В частности, такая ситуация может реализоваться при

воздействии однородным по координате r давлением на жидкость, содержащую пузырьковую зону, через поверхность $z = z_0$.

В этом случае несмотря на небольшую амплитуду первоначального импульса, в пузырьковой области происходит увеличение амплитуды давления. Это вызвано различием скоростей распространения волны в чистой и пузырьковой жидкости, что приводит к растеканию быстро распространяющейся по чистой жидкости волны к оси трубы. Вследствие цилиндрической симметрии возникает фокусировка волны на оси. При прохождении волны начинается пульсация пузырьков, и в некоторый момент времени температура газа достигает значения температуры воспламенения.

Процесс воспламенения горючей смеси в пузырьках учитывается в рамках мгновенной схемы, согласно которой температура газа T_g при достижении температуры воспламенения T_* скачком увеличивается на величину ΔT . Параметр ΔT отвечает за калорийность (теплотворную способность) газовой смеси в пузырьках.

На рисунке 2 представлены профили давления (слева) и температуры (справа) для трех моментов времени: 0,6 мс (случай а), 1 мс (случай б) и 1,4 мс (случай в). Расчеты проводились при следующих параметрах: $T_0 = 300\text{ K}$, $p_0 = 0,1\text{ МПа}$, $\alpha_{g0} = 0,01$, $a_0 = 1\text{ мм}$, радиус пузырьковой трубки $r = 2\text{ см}$, температура воспламенения $T_* = 600\text{ K}$, теплотворная способность газа в пузырьках $\Delta T = 3000\text{ K}$. Параметры инициирующего сигнала типа “колокол”: амплитуда $\Delta p = 0,3\text{ МПа}$, протяженность

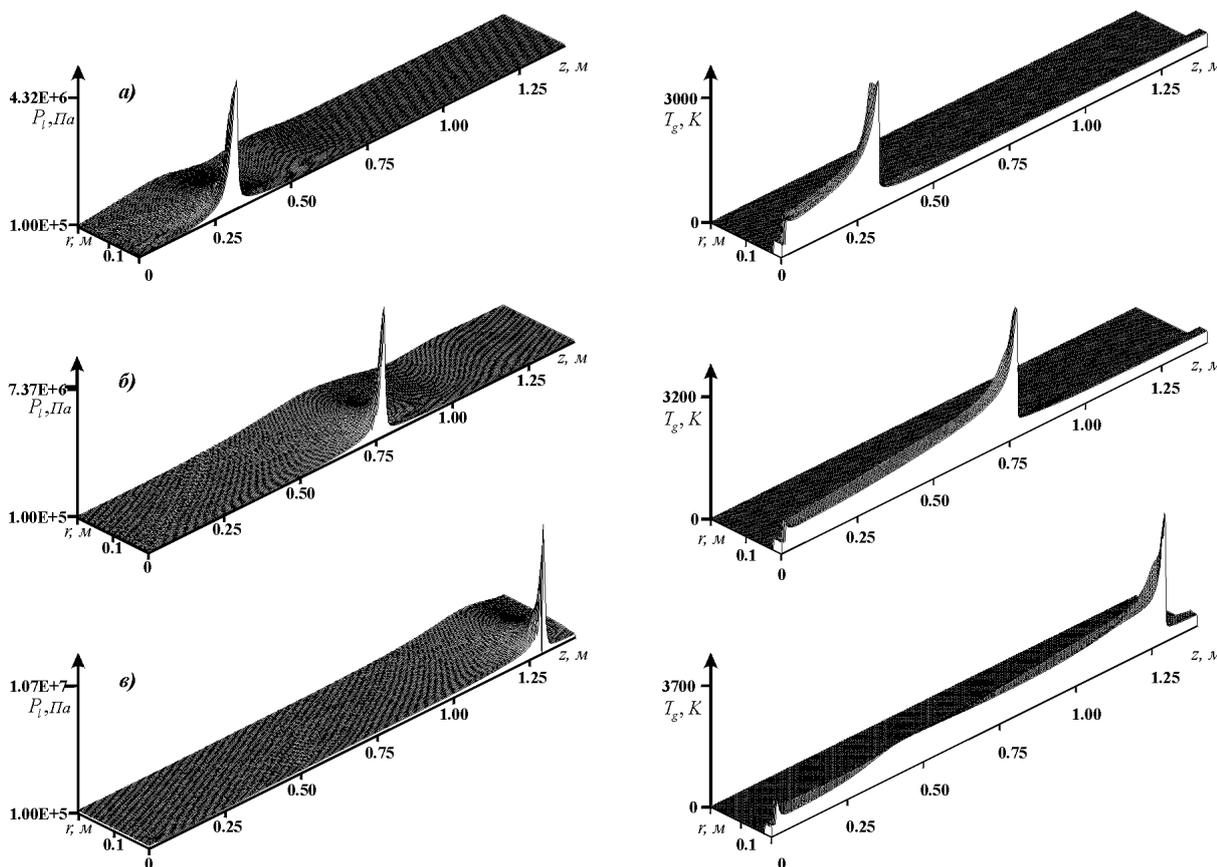


Рис 2

$t_* = 0,5\text{ мс}$.

Установлено, что при эволюции волны, распространяющейся от границы $z = z_0$, происходит сильное увеличение амплитуды давления на внутренних участках цилиндрической пузырьковой зоны (до 10 МПа). На фоне детонационной волны, распространяющейся со скоростью 1200 м/с, первоначальный сигнал с амплитудой 0,3 МПа, распространяющийся по чистой жидкости, практически не заметен. Выявлено, что по сравнению с одномерной задачей, диапазон амплитуд инициирующего сигнала, способного возбудить детонацию, существенно снижается благодаря двумерным эффектам и осевой симметрии.

Определение путей распада ди-триметилсилильного эфира 3-меркаптопропионовой кислоты в квадрупольной ионной ловушке методом вторично-ионной масс-спектрометрии

Потапов Алексей Игорьевич

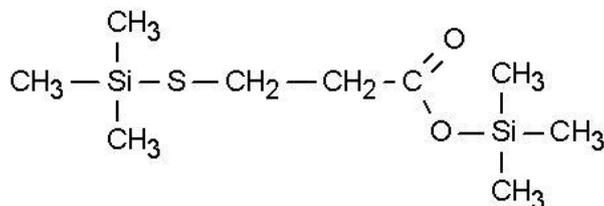
Новосибирский Государственный Университет

Воронцов А.В., к.х.н.

potapov@land5.nsu.ru

Вторично-ионная масс - спектрометрия (ВИМС) получила широкое распространение, как достаточно простой и удобный метод анализа химических веществ. Современные масс-спектрометры способны различать массы в диапазоне от десятка до тысячи масс водорода, они отличаются высокой разрешающей способностью. ВИМС используется для идентификации вещества, для получения информации о его структуре, а также для определения механизмов реакций ионов и молекул. В данной работе методом ВИМС исследуются пути распада ди-триметилсилильного эфира 3-меркаптопропионовой кислоты в квадрупольной ионной ловушке. Триметилсилильные производные органических веществ повышают химическую стойкость соединений, а также их летучесть, что дает возможность исследования этих веществ методом газовой хроматографии.

Работа была выполнена на газохроматографе/масс-спектрометре с возможностью вторично-ионной спектрометрии: Varian Saturn2000. Исследуемое вещество (ди-триметилсилильный эфир 3-меркаптопропионовой кислоты (1)) получалось при действии на 3-меркаптопропионовую кислоту реагентом. Реагент представляет из себя смесь - 99% бис-(триметилсилил)-трифторацетамида (BSTFA)+ 1% триметилхлорсилана (TMCS)



(1) ди-триметилсилильный эфир 3-меркаптопропионовой кислоты

Scan 757 from c:\users\potapov\mercapt\bstfa+merc_10.10.02_001.sms

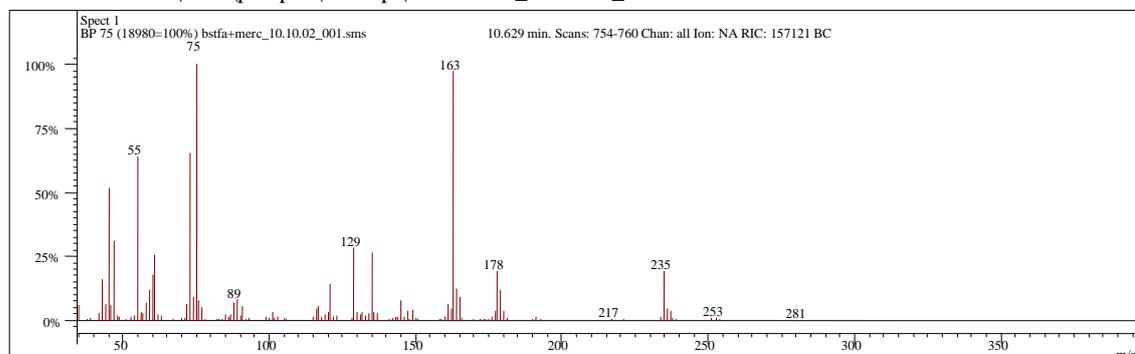
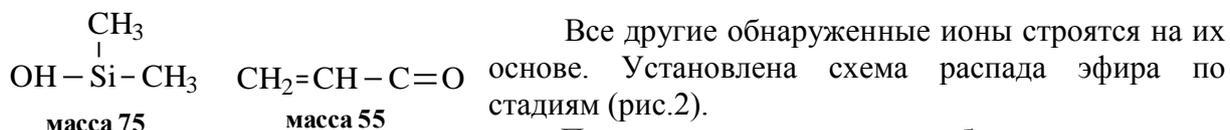


Рис 1. Схема распада при вторично-ионной масс-спектрометрии

Масс-спектр исходного вещества представлен на рисунке 1. Объяснению возникновения именно такого спектра посвящены эксперименты по ВИМС.

Установлено, что распад идет по пути образования наиболее устойчивых ионов, а именно образования ионов с сопряженными пи-связями, как, например, ион $\text{Si}(\text{CH}_3)_2\text{OH}^+$ и ион CH_2CHCO^+



Все другие обнаруженные ионы строятся на их основе. Установлена схема распада эфира по стадиям (рис.2).

Полученные данные и отработанная методика будут в дальнейшем использоваться как основа для анализа нелетучих серосодержащих продуктов реакций фотоокисления на катализаторе из диоксида титана.

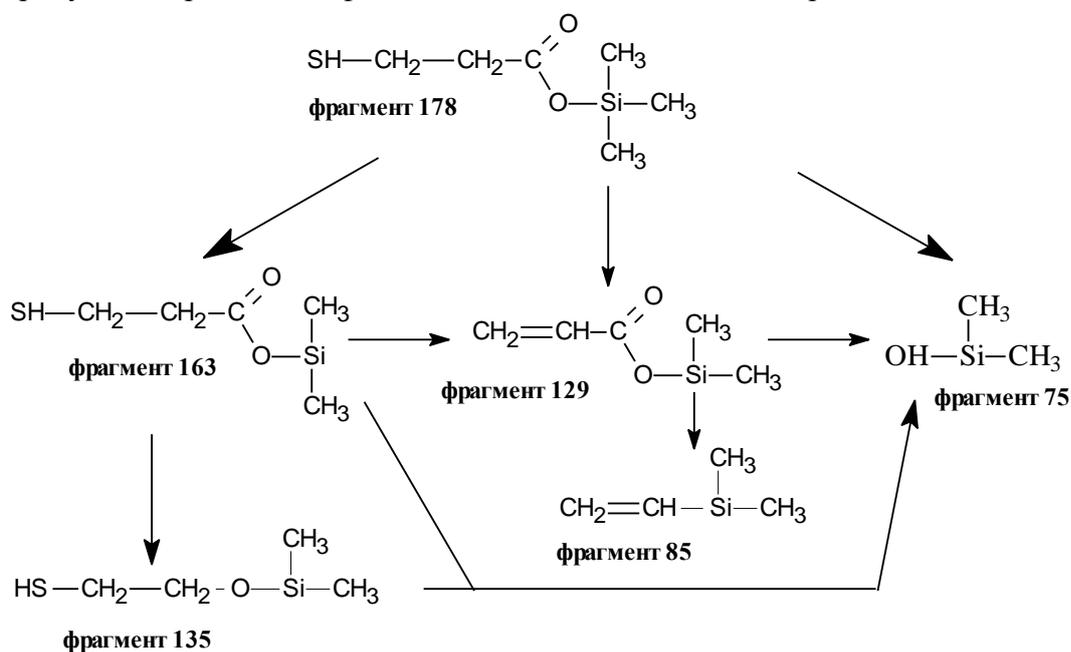


Рис 2 Схема распада при вторично-ионной масс-спектрометрии (заряд для всех ионов +1)

Инжекция влажного пара в пористую среду

Рахматуллин Ильдар Раушанович

Бирский Государственный Педагогический Институт

Шагапов Владик Шайхулаззамович, д. ф-м.н.

ildar_bash@rambler.ru

В работе рассматриваются изменения гидродинамических и температурных полей при закачке влажного пара в пористую среду, насыщенную газом в исходном состоянии. При описании процессов фильтрации и тепломассопереноса, приняты следующие допущения. Предположим, что скелет пористой среды несжимаем и неподвижен, пористость постоянна. При закачке влажного пара образуются три зоны: ближняя зона, примыкающая к границе нагнетания пара, в которой фильтруется влажный пар; промежуточная, водонасыщенная; дальняя, в которой фильтруется исходный газ, насыщающий пористую среду. Течение влажного пара равновесное

(скорости, температуры капелек и пара одинаковы и, кроме этого, в зоне фильтрации влажного пара будет выполняться уравнение Клапейрона – Клаузиуса).

В рамках принятых допущений для всей области записаны уравнения сохранения массы, для процесса фильтрации принят закон Дарси, уравнение притока тепла.

Эти уравнения, дополненные соотношениями на поверхности фазового перехода ($\Gamma=\Gamma_{(s)}$), следуют из закона сохранения массы и из условия теплового баланса. Наряду с фронтом фазового перехода, введена также контактная граница ($\Gamma=\Gamma_{(m)}$), которая находится между фильтрацией жидкости и газа.

Данная задача решалась в автоматической постановке, что значительно облегчает решение поставленной задачи. Рассматриваемая автоматическая задача сводится к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений с краевыми условиями на $\xi=0$ и $\xi=\infty$, соответствующими начальным и граничным условиями. В этой задаче возникают ещё две промежуточные границы, соответствующие границе фазовых переходов и контактной границе. Данная краевая задача с неизвестной автоматической координатой границы фазового перехода $\xi_{(s)}$ и контактной границей $\xi_{(m)}$ решалась численным методом перестрелки[1,3].

На основе анализа решений можно сделать следующие выводы:

1. При одинаковых режимах закачки, заключающихся в постоянстве давления на границе нагнетания влажного пара в пористую среду, сухой пар проникает дальше, чем влажный пар.

2. Толщина слоя жидкости зависит от коэффициента проницаемости, начального давления и слабо зависит от влажности пара.

3. При инъекции влажного пара в пористый пласт давление можно считать постоянным в области фильтрации влажного пара и газа, так как перепад давления и температуры в этой области изменяется незначительно. Основной перепад давления и температуры происходит в области фильтрации жидкости.

Численное моделирование гидродинамики и теплообмена в многосвязной области на примере коридорного теплообменника

Рыжих Юлия Николаевна

Томский Государственный Университет

Шваб Александр Вениаминович, д.ф.-м.н.

Jula@ftf.tsu.ru

В работе исследуется процесс переноса импульса и тепла в теплообменном аппарате коридорного типа. Перспективным способом решения такой достаточно трудной проблемы является численное моделирование гидродинамики и теплообмена на основе решения уравнений энергии и Навье-Стокса. Однако построение численных решений для данного типа аппаратов имеет ряд трудностей, связанных, прежде всего, с построением ортогональной разностной сетки. Поэтому подавляющее число работ относится к исследованию не всего пакета труб, а к анализу гидродинамики и теплообмена около одной цилиндрической трубы или ее симметричной части. В настоящей работе предложен достаточно простой метод моделирования переноса тепла

и импульса для анализа всего пакета труб в теплообменнике. Метод /1/ сводится к использованию одновременно одной общей декартовой системы координат и необходимого количества локальных цилиндрических систем координат вблизи каждого цилиндрического канала, причем обмен информацией между системами координат выбирается в области небольших градиентов скоростей и температур. Это позволяет, с одной стороны, получить строгую ортогональность на поверхности цилиндрических каналов и, с другой, одновременно использовать более мелкий шаг в области больших градиентов температур и скоростей.

Рассматривалась задача обтекания ламинарным потоком несжимаемой ньютоновской жидкости пакета каналов цилиндрической формы. Моделирование полей скорости и температуры проводились для обтекания трех первых рядов теплообменника, а также для так называемого «среднего» цилиндра, то есть, для цилиндрического канала, расположенного позади большого количества цилиндрических труб.

Для численного решения задачи использовались уравнения Навье-Стокса для переноса импульса и уравнение переноса тепла, которые были записаны в переменных вихрь - функция тока в декартовой и полярной систем координат.

Система уравнений, записанная в декартовой системе координат, используется для решения задачи во всей области теплообменника за исключением локальных областей вокруг цилиндрических труб, для которых использовалась система уравнений, записанная в полярной системе координат. Для характеристики граничных условий и условий обмена информацией между координатными системами на рис.1. представлена расчетная область с двумя рядами труб.

Особенностью предложенного метода является передача информации из одной системы координат в другую. Обмен вычислительной информацией происходит с помощью линейной интерполяции в некоторой геометрической области, где имеется решение, как в декартовой, так и в полярной системе координат. Подробно способ обмена схематически показан на рис.1.

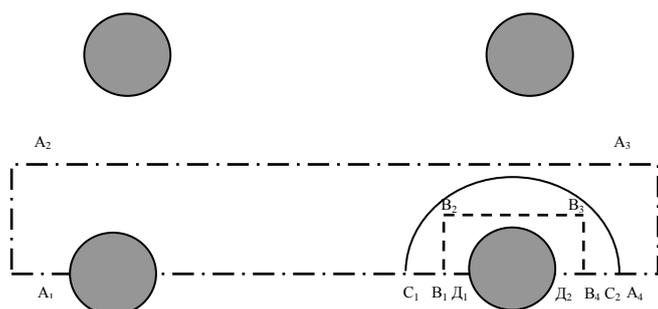


Рис.1

На границах значения переменных Ω , ψ , θ . передаются из одной системы координат в другую. Как показывают численные расчёты систем уравнений со вторым порядком точности, передача информации с помощью линейной интерполяции является вполне достаточной.

Уравнения переноса завихренности и тепла, как в декартовой, так и в полярной системе координат, решаются неявным методом переменных направлений (НПН).

Уравнение Пуассона для функции тока решалось итерационным методом последовательной верхней релаксации /2/.

По итогам работы можно сделать следующие выводы:

1. Доказана достоверность полученных результатов при помощи тестовых исследований, которые касались обтекания бесконечным потоком одиночного нагретого цилиндра, имеющего постоянную температуру.

2. Получено распределение температуры при обтекании одиночного цилиндра для чисел $Re=10, 100$.

3. Сопоставлены расчеты среднего Nu в зависимости от критерия Re с данными из работы /2/ (рис.2), достигнуто хорошее соответствие результатов.

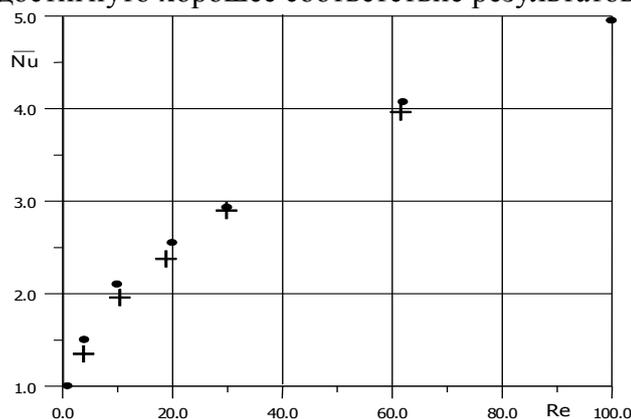


Рис.2. Зависимость среднего Nu от Re

⊕ - данные из работы /5/

● - расчетные данные

4. Получен метод расчёта теплообменника коридорного типа при ламинарном режиме течения, позволяющий рассчитывать теплообменники с различным профильным сечением каналов в строго ортогональной системе координат.

Список публикаций:

[1] Шваб А.В. Общий метод построения ортогональных разностных сеток. // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. (Доклады всероссийской научной конференции)* Томск, 2000, с.211-213.

[2] Шлихтинг Г. *Теория пограничного слоя.* – М.: Наука, 1969, 712с.

Моделирование конфигурации атомов в кластере

Севостьянова Анна Рудольфовна

Шуников Евгений Анатольевич

Воронежский Государственный Технический Университет

Хухрянский Юрий Павлович д. ф-м. н.

kalinin@vsn1.ac.ru

Выявление закономерностей взаимодействия атомов на границе раздела фаз жидкость - твердое тело составляет одну из основных задач физики конденсированных сред, важным моментом является задача: найти кластер с устойчивой конфигурацией. Очевидно, что при решении таких задач целесообразно использовать различные теоретические методы: метод молекулярной динамики, учитывающий парное

взаимодействие между атомами, и классический (макроскопический) подход, то есть, зная макроскопические характеристики системы, найденные экспериментально, можно найти радиус критического зародыша (недостаток данного подхода то, что, к сожалению, сложно определить удельную поверхностную энергию). Поэтому целесообразно использовать микроскопический подход и посмотреть поведение системы на элементарном уровне, посмотреть на поведение атомов, их взаимодействие и понять, почему кластеры с маленьким числом частиц являются неустойчивыми. Знание параметров потенциалов парного взаимодействия позволяет раскрыть основные качественные и количественные особенности. Разработана программа численного моделирования конфигурации атомов в кластере Ga, которая выполняется на уровне описания и решения нелинейной системы уравнений, полученной из условия минимизации энергии по конфигурации кластера.

Взаимодействие между частицами описывается парным потенциалом Леннарда-Джонса [1]:

$$\varphi(R) = \frac{D}{n-m} \left[m \left(\frac{R_0}{R} \right)^n - n \left(\frac{R_0}{R} \right)^m \right], \quad (1)$$

где R — расстояние между частицами, а D , R_0 , n и m - параметры потенциала.

Энергия системы:

$$U = \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}}^N \varphi(R), \quad (2)$$

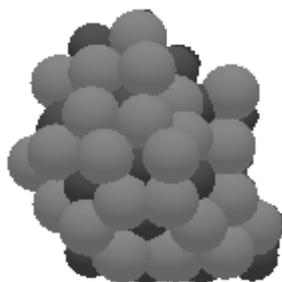
Минимизации энергии по конфигурации кластера даёт устойчивую форму, то есть i - уравнение системы:

$$\frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}}^N \frac{\partial \varphi(R)}{\partial r_i} = 0, \quad (3)$$

каждое из которых состоит из трех уравнений, соответственно по x , y и z .

Полученная система, состоящая из $3N$ уравнений, решается методом градиентного спуска.

Было проведено компьютерное моделирование оптимальной конфигурации кластеров, состоящих из 50, 100 и 200 частиц. Как и следовало ожидать при увеличении количества атомов наблюдается тенденция приближения симметрии к сферической (рис.1). Помимо этого наблюдается увеличение устойчивости кластера при



увеличениях его геометрических размеров.

Список публикаций:

[1] В.В. Жаховский, С.С. Анисимов, ЖЭТФ, 111, 4, 1328-1346, (1997).

Описание волн цунами в океане постоянной глубины в рамках теории длинных волн с областью начального возмущения прямоугольной формы и однородной деформацией.

Слепченко Евгений Витальевич

Ростовский Государственный Университет

Муратова Галина Викторовна

slepthenkco@aaanet.ru

Для описания данной модели использовалось уравнение теории длинных волн или теории «мелкой воды» и при этом линеаризованные уравнения., поскольку амплитуды волн цунами в океане очень не значительны. И составляют менее 0,1% средней глубины.

При отсутствии внешних сил, приложенных к свободной поверхности и дну, это уравнение совместно с уравнениями движения сводится к одному уравнению относительно возвышения $\xi(x, y, t)$ свободной поверхности.

$$\Delta \xi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\frac{1}{c} \frac{\partial W_B}{\partial t}, \text{ где } c = \sqrt{gH}$$

Вывод:

1. При решении уравнения были получены схемы изменения волны, распространяющейся в данном направлении для случая прямоугольной области деформации дна.

2. В результате расчетов было показано изменение формы волн в зависимости от угла, который определяется геометрией источника.

3. Результаты были сравнены с результатами, полученными с помощью потенциальной модели распространения волн цунами в океане постоянной глубины, основанной на линейной теории волн бесконечно малой амплитуды.

Особенности измерения коэффициента поверхностного натяжения ВОЛНОВЫМ МЕТОДОМ

Соколов Евгений Эдуардович

Гутман Артур Сергеевич

Новосибирский Государственный Университет

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.

jes@gorodok.net

Введение. Исследование поверхностного натяжения жидкостей – обязательная часть учебной программы физических специальностей университетов [1]. Среди известных способов [2] измерения коэффициента поверхностного натяжения жидкостей (КПН) метод капиллярно-гравитационных волн привлекает особое внимание, т.к. содержит в себе физику капиллярных явлений [3] и физику гравитационных волн [3]. Однако опыт показывает, что этот метод не прост с точки зрения воспроизводимости и повторяемости результата.

В литературе [1] описана классическая схема реализации данного метода. В лабораторной работе молекулярного практикума НГУ свет от импульсного источника проходит через волновую поверхность, проецируя волновую картину на измерительный планшет в виде темных и светлых колец. Измеряя на планшете длину волны (расстояние между кольцами), коэффициент увеличения, при данной частоте вычисляется КПН. Однако существует ряд проблем. Например, на точность измерения КПН влияет устойчивость, степень четкости волновой картины, точечность источника света и выбор метода измерения частоты волн. Кроме того, необходима надежность установки при эксплуатации студентами.

В данной работе сделан анализ ошибок измерений, исследовано влияние источника освещения на проекционную картину: конструкция импульсной лампы, ее положение относительно бассейна, свойства светового луча. Исследовано влияние частоты колебаний генератора волн на измерение КПН.

Теоретическая часть. В теории метода капиллярно-гравитационных волн выводится [3] основная расчетная формула для КПН: $\sigma = \frac{\rho}{2\pi} \lambda^2 \left(\lambda v^2 - \frac{g}{2\pi} \right)$. В данной схеме $\lambda = \bar{\lambda} \cdot k$, где $\bar{\lambda}$ - проекционная длина волны (расстояние между соседними светлыми кольцами). Относительная погрешность определения КПН:

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\sigma} \right)^2 = \left(\frac{3\lambda v^2 - \frac{g}{\pi}}{\lambda v^2 - \frac{g}{2\pi}} \right)^2 \left(\left(\frac{\partial \bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} \right)^2 + \left(\frac{\partial k}{k} \right)^2 \right) + \left(\frac{2\lambda v^2}{\lambda v^2 - \frac{g}{2\pi}} \right)^2 \left(\frac{\partial v}{v} \right)^2$$

Расчет показывает, что вес ошибок измеряемых параметров (частота волн, длина волны, коэффициент увеличения) одного порядка, поэтому необходимо добиться уменьшения погрешностей всех измеряемых параметров.

Экспериментальная часть. Схема установки изображена на рис.1. Источник света – лампа (ИСШ-15) стробоскопа (СТ-5) располагалась горизонтально на наименьшем расстоянии над поверхностью жидкости. Такое расположение позволило увеличить световой поток через волновую поверхность, что связано с конструктивными особенностями лампы. Для увеличения контрастности световых

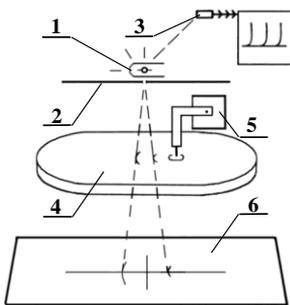


Рис. 1. Схема установки.

1. Лампа стробоскопа.
2. Диафрагма. 3. Светодиод.
4. Бассейн. 5. Источник волн.
6. Измерительный планшет.

колец на планшете использована щелевая диафрагма (ширина 0,6 мм, длина 5 мм), установленная под лампой. Для исключения рассеянного света лампы, её боковая поверхность закрывалась светонепроницаемой бумагой. Часть светового потока направлялась к фотодиоду (Д-256) для измерения частоты вспышек. Круглый бассейн (диаметр 30 см, глубина 15 мм) имеет плоское стеклянное дно. Источник волн – металлический цилиндр, площадь сечения $0,7 \text{ мм}^2$, колеблется электромагнитным вибратором, может устанавливаться в любую точку бассейна для исследования влияния стенок. Установка закрывалась светонепроницаемой тканью.

Методика исследования. Бассейн промыли щёлочью и обезжирили. Уровень исследуемой жидкости

был больше 10 мм, чтобы дно не оказывало влияния на процесс образования и распространения волн. Источник волн устанавливали в центр бассейна и регулировали до соприкосновения с жидкостью. Рекомендуемый рабочий диапазон частот 80-120 Гц. Стробоскопом добивались неподвижной проекции волн. Осциллографом измеряли частоту импульсов, регистрируемых фотодиодом. На проекционном планшете, под лампой, находится пересечение двух перпендикулярных линий, одна из которых параллельна фронту волн. На проекции брали волну, центрировали по пересечению линий и измеряли ее длину. Для определения коэффициента увеличения на жидкость укладывали прозрачную пленку с нанесёнными на неё концентрическими окружностями. Их радиусы отличались на величину $\partial R = 4 \text{ мм}$.

Результаты. Измерения проведены в диапазоне частот 50–120 Гц. Расчетная ошибка $d\nu/\nu = 2\%$. На частоте 70 Гц проекционная длина волны $\sim 30 \text{ мм}$, ширина светлых полос $\sim 1,5 \text{ мм}$. Расчетная ошибка $d\bar{\lambda}/\bar{\lambda} = 4\%$. Увеличение волновой картины $k \sim 7$, расчетная ошибка $dk/k = 2\%$. Расчетная ошибка по выборке из 10 измерений составляет $\frac{S_{N\sigma}}{\sigma} = \frac{S_{N\sigma}}{\sigma\sqrt{N}} = \frac{13\%}{\sqrt{10}} \sim 5\%$, на практике - 4%. Полученный нами КПН

дистиллированной воды по выборке из 10 измерений, при $t=20^\circ\text{C}$, $\sigma = (0,072 \pm 4\%) \text{ Дж/м}^2$. Табличное значение $\sigma = 0,0728 \text{ Дж/м}^2$.

Обсуждение результатов. Применение стандартного стробоскопа давало ошибку $d\lambda/\lambda = 8\%$. Использование усовершенствованного источника света уменьшило эту ошибку до $d\lambda/\lambda = 5\%$. Прежние способы измерения частоты: 1) по шкале стробоскопа $d\nu/\nu = 5\%$, 2) по синусоидальному сигналу генератора на осциллографе $d\nu/\nu = 4\%$. Применение фотодиода уменьшило погрешность до $d\nu/\nu = 2\%$. На прежней установке студенты получали различающиеся данные в интервале от $\sigma = (0,04 \pm 10\%)$ до $\sigma = (0,08 \pm 10\%) \text{ Дж/м}^2$. Наш результат по выборке из 10 измерений на ней: $\sigma = (0,045 \pm 10\%) \text{ Дж/м}^2$. Усовершенствования позволили получить результат $\sigma = (0,072 \pm 4\%) \text{ Дж/м}^2$.

Выводы. Использование точечного источника, щелевой диафрагмы и фотодиода, позволило получить КПН для воды при $t=20^\circ\text{C}$ $\sigma = (0,072 \pm 4\%) \text{ Дж/м}^2$, по выборке из 10 измерений с относительной погрешностью измерений 5% и стабильной повторяемостью результатов. Установка успешно работает на молекулярном уровне.

Список публикаций:

- [1] Руководство к лабораторным занятиям по физике. Л.Л. Гольдин, изд. 2-е, пер. «Наука», 1973г
[2] Курс коллоидной химии. Фролов Ю. Г. М.: Химия, 1982.
[3] Термодинамика и молекулярная физика, Д.В. Сивухин. 1990, том II.

Оптический метод определения параметров пузырьков газа в жидкости

Тарабанов Алексей Владимирович

Санкт-Петербургский Государственный Морской Технический университет

Васильев Борис Петрович к.ф-м. н.

jareth@fromru.com

Для проведения исследований по распространению звука в двухфазных жидких средах, содержащих газовые пузырьки, требуется надежный метод определения основных параметров пузырьков, таких как размеры, плотность их в объеме и статистический разброс характеристик. Основными методами измерения концентрации пузырей, а также их размеров являются акустические методы. Среди них наиболее перспективными представляются методы измерения, основанные на свойстве газовых пузырьков оказывать влияние на затухание и скорость звука, распространяющегося в жидкости. Подобные методы также используются для определения концентрации твердотельных частиц, таких как железно-марганцевые конкреции.

Следует отметить, что все акустические методы являются контактными, поэтому они довольно сложны как с точки зрения физико-математической модели, так и в применении. Также большинство из них требуют дорогостоящего и сложного оборудования. Поэтому довольно заманчивым является бесконтактный – оптический метод.

Разработан оптический способ для определения размера газового пузырька в жидкости, основанный на явлении дифракции света.

Составлена математическая модель одиночного газового пузырька и исследовано явление дифракции света на нем. Амплитуда дифрагированного света на экране, расположенном за пузырьком газа описывается следующим выражением:

$$\psi(r, \theta) = A_0 \int_0^{R/n} \int_0^{2\pi} J_0\left(\frac{k\rho r}{F}\right) e^{-i\delta(\rho)} \rho d\rho d\theta, \quad (1)$$

$$\text{где } \delta(\rho) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta(\rho) = \frac{4\pi}{\lambda} R(n-1) \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2} \right), \quad (2)$$

где R - радиус пузырька, n - показатель преломления жидкости.

Соответственно, интенсивность равна

$$I = \psi \cdot \psi^*. \quad (3)$$

Разработана программа, позволяющая изучать распределения интенсивности света на экране для любых волновых размеров пузырька, определять радиусы темных и светлых колец. Проведен расчет зависимости радиусов светлых и темных колец от размеров газового пузырька, что позволяет произвести оценку радиуса самого пузырька.

Проведен эксперимент, подтверждающий результаты расчеты, приведены фотографии дифракции света на газовых пузырьках в воде.

На основе теоретических расчетов и результатов эксперимента можно сделать следующие выводы:

2. Дифракционная картина в случае дифракции света на пузырьке газа в жидкости представляет собой набор светлых и темных колец (в случае $R \gg \lambda$).

3. В случае, когда $R \sim \lambda$ имеет место фазовая модуляция, которая сглаживает кривую интенсивности света, в результате чего боковые минимумы практически не наблюдаются. Определение размера пузырька в данном случае возможно лишь по размеру светлого пятна. При $R \gg \lambda$ также имеет место амплитудная модуляция, вследствие чего боковые максимумы и минимумы ярко выражены и хорошо наблюдаемы. С их помощью становится возможным определение размеров пузырька.

4. Размеры светлых и темных колец уменьшаются с увеличением размера пузырька и длины волны света.

5. В центре дифракционной картины всегда наблюдается светлое пятно, однако не всегда наблюдается максимум интенсивности света в центре. В некоторых случаях (зависит от длины волны света и размера пузырька) боковые максимумы имеют большую интенсивность, чем центральный.

6. Обнаружена аналогия между дифракционными картинками при облучении лазерными пучком пузырька воздуха и облучении звуком железно-марганцевых конкреций.

Разработана методика определения размеров пузырьков по полученным фотографиям.

Оптический метод существенно облегчает определение размера пузырьков в лабораторных условиях. Кроме того, он является относительно недорогим и быстрым, т. е. существует возможность использования его в качестве экспресс-метода определения параметров пузырьков газа в жидкости.

Численное моделирование гидродинамических эффектов в закрученных течениях

Тэфер Елена Сергеевна

Красноярский Институт Вычислительного Моделирования СО РАН

Дектерёв Александр Анатольевич, к.т.н.

Raf2002@bk.ru

Закрученные движения жидкости и газа распространены в природе (торнадо, синоптические вихри, циркуляционные течения в океанах и т.д.) и широко используются в технических устройствах (циклоны, смесители, тангенциальные

горелки, реакторы, турбины). В связи с этим, интерес к изучению различных режимов закрученных течений и структур, возникающих в них, не ослабевает.

Вихревые течения подвержены большому числу существенных структурных изменений, включая очень большие возмущения, когда меняется характеристическое отношение азимутальной и осевой составляющих скорости. Среди многообразия структурных форм определенное место занимают распады вихрей. Научный и практический интерес к явлению распада вихря (*vortex breakdown*) возник после обнаружения распада вихрей формирующихся при отрыве потока с передних кромок дельтавидного крыла и приводящему к существенному изменению подъемной силы, силы сопротивления и аэродинамического момента по углу атаки. Различают пузырьвидную, спиральную формы распада вихрей и форму с «двойной спиралью». Все эти формы наблюдаются при изменении закрутки потока.

Изучение структуры области распада проводится на закрученных течениях в слабо расширяющейся трубе и в замкнутых цилиндрах с вращающимся торцом.

В работе представлены результаты расчетного исследования закрученных течений в замкнутом цилиндрическом контейнере с вращающейся крышкой и в канале прямоугольного сечения с тангенциальным подводом газов.

Для расчетов использовался программный комплекс «AeroChem». Ядром комплекса является программа решения уравнений Навье-Стокса и Рейнольдса записанных в криволинейной неортогональной системе координат. Метод расчета основан на сочетании метода контрольного объема и SIMPLE-C алгоритма. При аппроксимации уравнений используются схемы высокого порядка точности.

На примерах расчета широкого класса ламинарных и турбулентных течений, в которых формируются закрученные потоки, проведено сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными и расчетами других авторов.

Наиболее простым устройством для исследования явления распада вихря является замкнутый цилиндр с вращающейся крышкой – «банка» (*рис.1*). В последние годы ведутся интенсивные исследования распада вихря в банке с применением как экспериментальных, так и расчетных методов.

В результате расчета получена картина течения с ярко выраженной зоной распада. Визуализация поля течения диаметального сечения цилиндра представлена в виде векторного поля скорости. Из представленной на рисунке картины течения видно, что в центре цилиндра реализуется восходящее течение с двумя зонами замедления течения на оси цилиндра. Первое из них по потоку характеризуется возникновением возвратного течения (бэбл). На месте второй зоны при увеличении угловой скорости вращения крышки так же возникает второй «бэбл». Вдоль стенок цилиндра реализуется нисходящее течение.

Граница между двумя потоками (вытянутая белая полоса на *рис.1*) является «идеальной» стенкой, так как осевая и радиальная компоненты скорости на ней равны нулю. Можно считать, что в центральном восходящем закрученном потоке распад вихря реализуется в расширяющейся цилиндрической трубе с «идеальными» стенками слабой конусности, которая была описана выше. На *рис.1* показана картина течения в «банке» для режима с двумя «бэблами».

Расчетное исследование закрученных течений в замкнутых цилиндрических банках с вращающейся крышкой подтвердило гипотезу предложенную в Институте Теплофизики СО РАН о смене вихревой симметрии при режимах с распадом вихря.

В данной работе продемонстрирована возможность расчетного комплекса для исследования режимов работы технологических аппаратов использующих эффект закрутки потока. На рис.2.а показан эффект искривления оси вихря в модели топочной камере с тангенциальным подводом газов и несимметричным выходным окном. Моделирование течения в реальном котельном агрегате с тангенциальной топочной камерой рис.2.б подтвердило наличие локальных рециркуляционных зон, приводящих к усиленному шлакованию поверхностей нагрева, наблюдаемому в эксперименте. На основе расчетных исследований был предложен оптимальный вариант режима работы котельного агрегата.

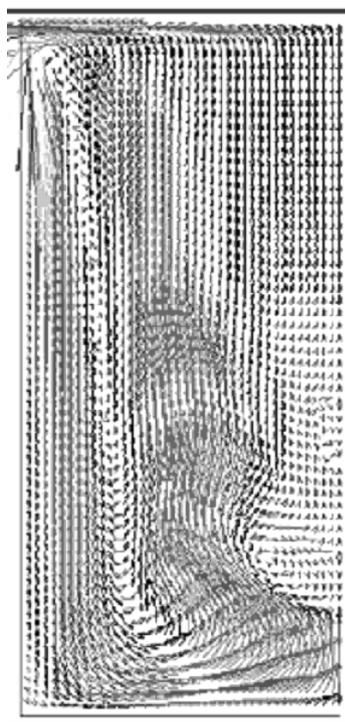
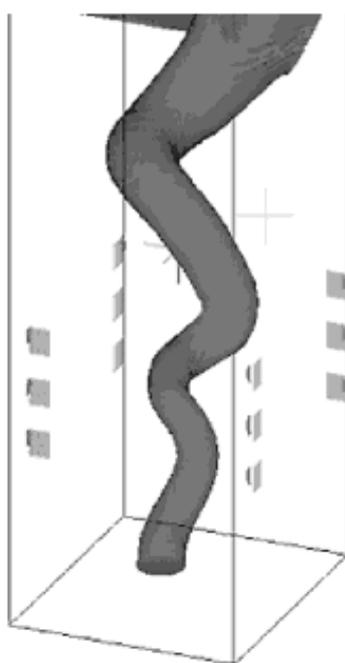
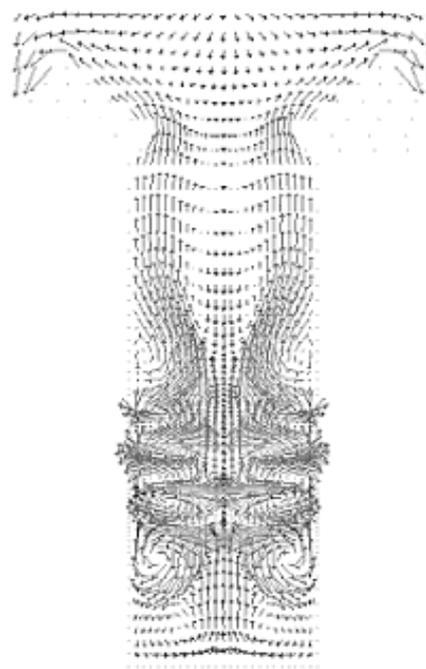


рис. 1.



а)



б)

рис. 2.

Моделирование процесса иммунопреципитации в гелевой среде

Фёдоров Алексей Александрович

Институт аналитического приборостроения

Курочкин Владимир Ефимович, д.ф-м.н

f_aa@mail.ru

Современная методологическая база иммунологии располагает достаточно широким арсеналом средств, позволяющих определить наличие и концентрацию

иммуноспецифических объектов. Однако ряд методов, разработанных ещё на заре иммунологии, используются и сейчас. Ярким примером является метод радиальной иммунодиффузии (метод Манчини, 1965), основанный на явлении иммунопреципитации. В результате процесса диффузии иммуноспецифических молекул диагностируемой сыворотки из источника, которым является проделанная в геле лунка, в тонком слое геля образуется видимое глазом преципитационное кольцо, диаметр которого пропорционален концентрации диагностируемого иммуноактивного белка.

В данной работе предлагается модель динамики образования преципитата в методе радиальной иммунодиффузии, полученная с помощью математического аппарата физики фрактальных кластеров. Однако, в силу общности физических принципов, лежащих в основе этого явления, полученная схема может быть без труда преобразована для моделирования любой другой методики иммунодиагностики в гелевой среде.

Решение модельной задачи строится на основе классической решёточной DLA модели Виттена-Сандера: диффундирующие молекулы представляются в виде дисков в двумерном пространстве. Молекулы антисыворотки изначально имеют равномерное распределение в плоскости, тогда как молекулы исследуемой сыворотки сконцентрированы в небольшой области, ограниченной размерами лунки. В результате случайных блужданий по ячейкам двумерного пространства молекулы сыворотки встречаются с молекулами антисыворотки, в результате чего образуются молекулярные комплексы, т.н. комплексы антиген-антитело. Пространственное распределение этих комплексов, как показывается в ходе моделирования, и обуславливает наличие кольцеобразной формы преципитата.

Двумерное движение границы раздела жидкостей различной вязкости в кусочно-неоднородных слоях грунта

Федяев Юрий Сергеевич

Орловский государственный университет

Пивень Владимир Федотович д. ф.-м. н.

fed_yura@orel.ru

При эксплуатации нефтеносных (водоносных) пластов грунта, мониторинге загрязнения окружающей среды часто возникают задачи нахождения положения границы раздела жидкостей различной вязкости. При этом слои грунта могут быть неоднородны по толщине и проницаемости. Также в грунте могут присутствовать области, на границе которых проницаемость меняется скачком.

Рассмотрим двумерное движение границы раздела жидкостей различной вязкости в слое проводимости $P = KH$ (K – коэффициент проницаемости слоя, H – его толщина). Это движение обусловлено источниками (стоками) течения. Неподвижная граница Γ делит неограниченную область фильтрации D на области D_1 и D_2 , в которых слои характеризуются проводимостями P_1 и P_2 . Полагаем, что на границе Γ коэффициент проницаемости слоя изменяется скачком (толщина слоя H – непрерывна) и $P_\nu = k_\nu P(M)$, k_ν – постоянные $\nu = 1, 2$, $M = M(x, y)$ – точка в плоскости основания

слоя, где выбраны декартовы координаты x, y . Функция $P(M)$ имеет в области D непрерывные первые производные.

В области фильтрации D присутствует изменяющаяся область D_t , ограниченная кривой Γ_t . В области D_t движется жидкость постоянной вязкости μ_2 , а вне этой области находится жидкость постоянной вязкости μ_1 . Положение области D_t (границы Γ_t) в начальный момент времени $t = 0$ известно, которое обозначим D_0 (Γ_0).

Нахождение положения границы Γ_t в любой момент времени сводится к решению эволюционной задачи для системы интегро-дифференциального и интегрального уравнений [1]:

$$\frac{d\vec{r}_M}{dt} - 2\lambda_\mu \int_{\Gamma_t} \frac{d\vec{r}_N}{dt} \cdot \vec{\tau}_N \vec{V}_B^* dl_N - \int_{\Gamma} g(N,t) \vec{V}_B^* dl_N = \vec{v}_0(M,t), \quad M \in \Gamma_t \quad (1)$$

$$g(M,t) - 2\lambda_k \left(\int_{\Gamma} g(N,t) \vec{V}_B^* \cdot \vec{\tau}_M dl_N + 2\lambda_\mu \int_{\Gamma_t} \frac{d\vec{r}_N}{dt} \cdot \vec{\tau}_N \vec{V}_B^* \cdot \vec{\tau}_M dl_N \right) = 2\lambda_k \vec{v}_0(M,t) \cdot \vec{\tau}_M, \quad M \in \Gamma \quad (2)$$

при начальных условиях:

$$\text{при } t = 0 \quad \vec{r}_M = \vec{r}_0(\sigma), \quad M \in \Gamma_0. \quad (3)$$

Здесь \vec{r}_M – радиус-вектор точки M ; \vec{v}_0 – скорость течения в отсутствии границ Γ ($k_1 = k_2 = 1$) и Γ_t ($\mu_1 = \mu_2 = 1$); $\vec{\tau}$ – единичный вектор касательной к Γ или Γ_t ; $\vec{V}_B^* = \vec{V}_B(M,N)/K(N)$, где $\vec{V}_B(M,N)$ – скорость в точке M , создаваемая вихрем с циркуляцией равной -1 , расположенным в точке N ; $\lambda_k = (k_1 - k_2)/(k_1 + k_2)$; $\lambda_\mu = (\mu_2 - \mu_1)/(\mu_2 + \mu_1)$; $g(M,t)$ – плотность распределения вихрей по границе Γ ; σ – параметр.

Отметим, что в уравнении (1) интеграл по Γ_t , а в уравнении (2) по Γ понимаются в смысле главного значения по Коши. При пересечении границ Γ_t и Γ в точках пересечения этих границ в уравнении (1) интеграл по Γ , а в уравнении (2) по Γ_t также следует понимать в смысле главного значения по Коши.

Когда граница Γ канонического вида (прямая, окружность), \vec{v}_0 и \vec{V}_B можно выбрать таким образом, что уравнение (2) выполнится автоматически, а в уравнении (1) интеграл по Γ исчезнет. Тогда задача сводится к решению векторного интегро-дифференциального уравнения при начальном условии (3). В случае $\lambda_k = 0$ (движение границы Γ_t в неоднородном слое) получаем математически аналогичную задачу.

Для решения задачи (1)–(3) предлагается использовать численный метод дискретных особенностей [2]. Это позволяет рассмотреть широкий класс задач, когда границы Γ и Γ_t в каждый момент времени моделируются кусочно-гладкими кривыми.

В качестве иллюстрации применения предложенного подхода приведена динамика движения границы Γ_t в кусочно-однородном слое постоянной толщины (см. рис. 1 и рис. 2). Границей раздела однородности грунта Γ является эллипс, уравнение которого $x^2/0,5^2 + y^2/2^2 = 1$. Совершенная скважина находится в точке с

координатами $(-2;0)$. Начальное положение границы Γ_0 совпадает с контуром скважины, представляющем собой окружность радиуса $R_c = 0,001$. Работа скважины моделируется источником мощности $q = \pi$. В качестве характерного времени выбрано время $T_0 = \pi d^2 / q$ ($d = 1$ – характерный размер).

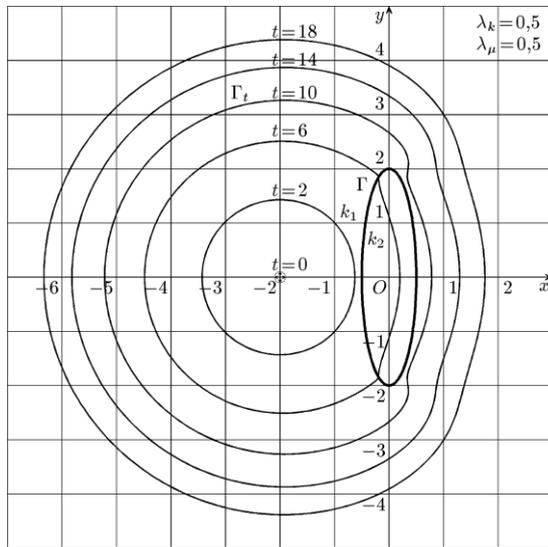


Рис. 1

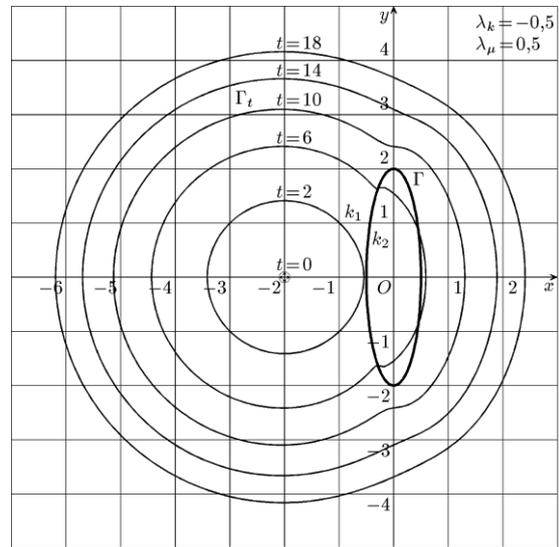


Рис. 2

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 01-01-00063).

Список публикаций:

- [1] Пивень В.Ф., Федяев Ю.С. Двумерное продвижение границы раздела жидкостей различной вязкости в кусочно-неоднородном слое // Труды Международных школ-семинаров «Методы дискретных особенностей в задачах математической физики». Орёл. ОГУ. 2002. С. 80–87.
 [2] Лифанов И.К. Метод сингулярных интегральных уравнений и численный эксперимент. М.: ТОО «Янус», 1995. 520 с.

Исследование зависимости интенсивности света на передней поверхности диэлектрической частицы от ее длины методом физического моделирования

Филимонова Ольга Владимировна

Пермский Государственный Университет

Вольхин Игорь Львович, к.ф.-м.н.

Коротаев Николай Николаевич, к.ф.-м.н.

Filim@psu.ru

Методом физического моделирования [1] исследована зависимость интенсивности света на передней поверхности диэлектрической микрочастицы от ее длины. При моделировании размеры микрочастицы и длина волны света были увеличены в 10^5 раз. При этом электромагнитное излучение попало в СВЧ диапазон с длиной волны $\lambda_0 \approx 3$ см. Величина показателя преломления вещества модельных частиц по отношению к СВЧ излучению была такой же, как у вещества реальных частиц для видимого света.

В эксперименте использовалась жидкостная модель диэлектрической частицы, изготовленная в виде пенопластовой кюветы (прозрачной для СВЧ излучения), заполненной трансформаторным маслом. Для устранения просачивания масла кювета была изолирована тонкой полиэтиленовой пленкой. Таким образом, модельная частица представляла собой прямоугольный параллелепипед трансформаторного масла квадратного сечения с размером ребра a с начальной длиной l . Модельная частица помещалась в безэховую камеру и облучалась с переднего торца, на котором располагался датчик интенсивности СВЧ поля - диод ДК-8В. В ходе эксперимента длина модели u уменьшалась за счет установки пенопластовых вставок с задней (без датчика) стороны кюветы. При этом “лишнее” масло удалялось и поперечные размеры модели не изменялось. Исследовались две частицы с $a=3$ см; $l=31$ см и $a=4$; $l=35$ см. Эксперименты проводились для двух длин волн $\lambda_0=3,02$ см и $3,51$ см. Снималась

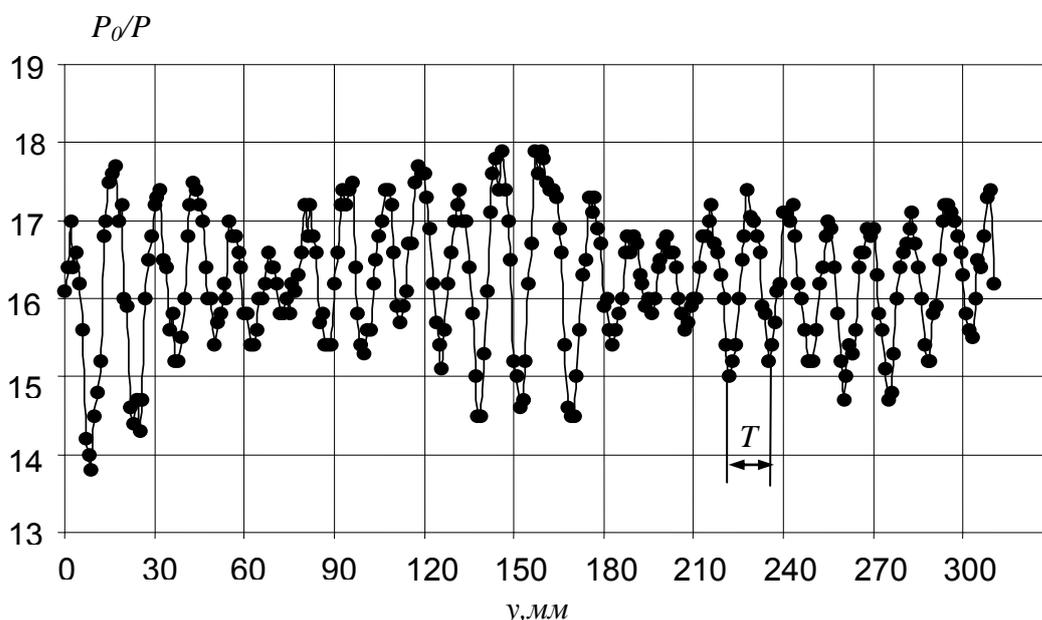


Рис.1 Зависимость СВЧ мощности на передней грани жидкостной частицы с $a=3$ см при $\lambda_0=3.51$ см

зависимость интенсивности излучения I от длины модели u . Одна из них для $a=4$ см, полученная на $\lambda_0=3,51$ см представлена на (рис.1). Из рисунка видно, что при укорачивании частицы на ее передней поверхности наблюдаются осцилляции интенсивности излучения с периодом T . Их появление можно объяснить интерференцией падающей волны с волной, отраженной изнутри частицы. При этом внутри частицы имеется стоячая волна с пространственной длиной $\lambda=2T$. Длина волны λ оказалась больше, длины волны в воздухе λ_0 , следовательно, при $a \sim \lambda_0$ скорость распространения излучения вдоль частицы меньше скорости распространения волны в воздухе. Введем параметр $k=\lambda_0/2T$, который позволяет оценить величину замедления скорости распространения излучения через частицу. В предельном случае для $a \gg \lambda_0$ параметр k превращается в показатель преломления масла. Зависимость $k=\lambda_0/2T$ (белые квадраты) от параметра дифракции $\rho=\pi a/\lambda_0$, приведена на (рис.2). На этом же рисунке приведена зависимость $k=f(\rho)$ (черные квадраты), полученная в [2]. В этой работе было измерено распределение интенсивности излучения внутри жидкостной модельной

частицы, (датчик перемещался вдоль оси y) и обнаружена стоячая волна. Полученные в нашем эксперименте значения k в пределах погрешности эксперимента легли на

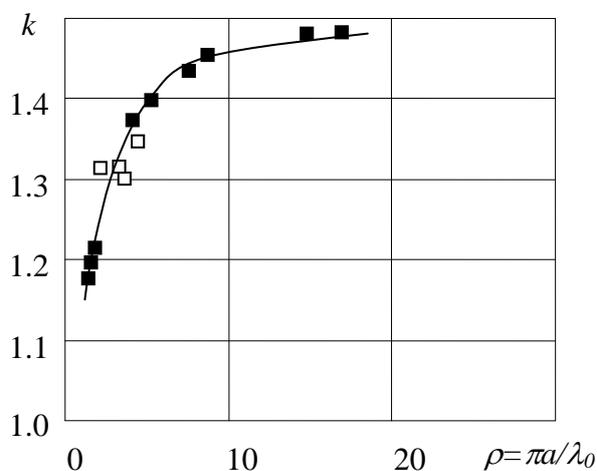


Рис.2 Зависимость $k=f(\rho)$

полученную зависимость. Это подтверждает предположение, о наличии стоячей волны внутри частицы. Исследовать процессы распространения излучения через отдельную частицу можно, как перемещая датчик внутри жидкостной модели, так и укорачивая частицу. Этот вывод особенно важен, для объяснения результатов полученных в опытах с монолитными модельными частицами, внутри которых невозможно перемещать датчик. В этом случае о картине распределения интенсивности рассеянного поля внутри частицы приходится судить, измеряя интенсивность излучения на передней и задней гранях при ее укорачивании [3].

Список публикаций:

- [1] Вольхин И.Л., Коротаев Н.Н., Мейкляр П.В., Шварц В.М. Распространение света внутри мельчайших частиц диэлектрика // *Опт. и спектр.*, 1991. Т.71, вып. 2. С.340-343.
- [2] Филимонова О.В., Чудинов С.Г. Исследование распространения света внутри отдельной диэлектрической частицы методом моделирования на СВЧ с использованием жидкостной модели // 7 Всероссийская научная конференция студентов физиков и молодых ученых. 5-11 апреля 2001 Тез. докл. / Санкт-Петербургский ун-т. Санкт-Петербург, 2001. С. 510-511.
- [3] Габерман А.А., Федоренко А.А., Филимонова О.В. Исследование распространения света через поглощающую диэлектрическую частицу методом моделирования на СВЧ // *Материалы VII Российской научной студенческой конференции. 16-18 мая 2000. Тез. докл. // Томский гос. ун-т., Томск. 2000, С.90-91*

Измерение поверхностного натяжения методом капиллярных волн

Шистеров Антон Павлович

Пермский Государственный Университет

Макарихин Игорь Юрьевич к. ф-м. н.

shist@psu.ru

Экспериментальная установка по измерению поверхностного натяжения методом капиллярных волн состоит из оптической системы, системы освещения, системы визуального наблюдения и вибростолика.

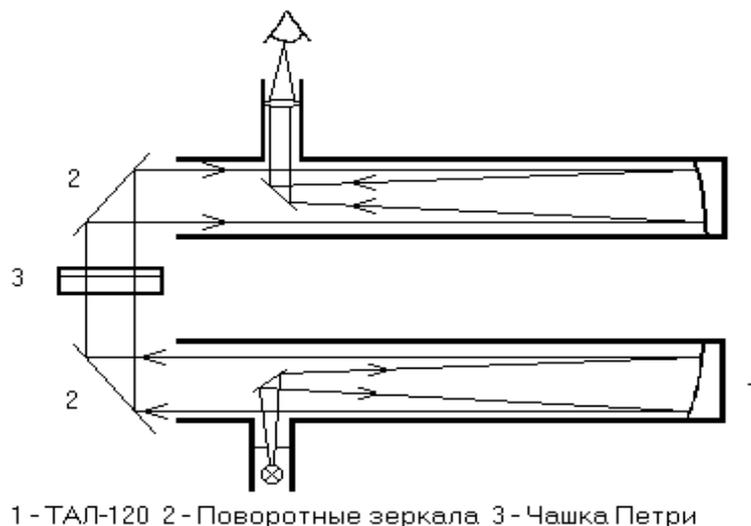
Оптическая система представляет собой теневой прибор, состоящий из двух телескопов типа ТАЛ-120 и двух поворотных зеркал (рис.1).

Система освещения представляет собой лампу накаливания с матовым стеклом мощностью 25 Вт и диафрагму с отверстием диаметром 3 мм.

Система визуального наблюдения состоит из цифровой видеокамеры SONY Handycam.

Вибростол "Pulsar – 2" обеспечивал вертикальные вибрации с частотой $\nu = 50$ Гц.

Исследуемая жидкость (вода) находилась в чашке Петри.



1 - ТАЛ-120 2 - Поворотные зеркала 3 - Чашка Петри

Рис.1

В эксперименте наблюдали стоячие капиллярные волны в виде системы concentric light and dark rings (рис.2). Измеряли радиусы r_i светлых колец (пучностей). Как и в [1] для каждого r_i брали соответствующее ему значение экстремума функции Бесселя μ_i .

Из соотношения

$$k = \mu_i / r_i \tag{1}$$

получали значение волнового числа стоячей волны. Коэффициент поверхностного натяжения вычисляли по формуле:

$$\sigma = (\omega^2 / k - \vec{g}) \rho / k^2 \tag{2}$$

где $\omega = 2\pi\nu$ - циклическая частота, \vec{g} - ускорение свободного падения, ρ - плотность жидкости (воды).

По результатам эксперимента была произведена обработка полученных изображений теневых картин стоячих круговых волн.

Для обычной водопроводной воды, на негоризонтальной вибрирующей поверхности, были получены следующие результаты:

$$\sigma = 45 \pm 2 \text{ дин/см.}$$

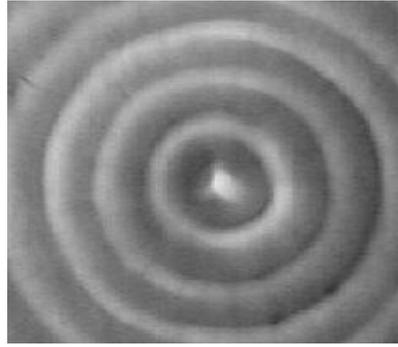


Рис.2

Список публикаций:

[1] С.И.Рукавицин *Исследование влияния ПАВ на поверхностное натяжение методом капиллярных волн. Квалификационная работа. ПГУ 1998.*

О методах расчета потенциальных течений со свободной поверхностью

Штоколова Маргарита Николаевна
Томский Государственный Университет
Якутенок Владимир Альбертович, д.ф-м.н.

Фундаментальное исследование колебаний капель жидкости необходимо в различных областях науки и техники. В работе рассматривается процесс колебания капли невязкой несжимаемой жидкости в невесомости под действием сил поверхностного натяжения в осесимметричном приближении. В начальный момент времени капля имеет форму вытянутого эллипсоида.

Используется сферическая система координат, начало которой находится в центре масс, а полярная ось направлена по оси симметрии. В рассматриваемом случае постановка задачи заключается в решении уравнения Лапласа для потенциала скорости φ , которое в сферической системе координат с учетом осевой симметрии имеет вид

$$\Delta\varphi = \frac{2}{r} \frac{\partial\varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2} + \frac{\text{ctg}\theta}{r^2} \frac{\partial\varphi}{\partial\theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial\theta^2} = 0, \quad \vec{v} = \nabla\varphi \quad (1)$$

Здесь r - радиальная координата, θ - полярный угол. На свободной поверхности используется условие

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{\alpha\kappa}{\rho} = 0, \quad (2)$$

где \vec{v} - вектор скорости, α - коэффициент поверхностного натяжения, κ - кривизна поверхности, ρ - плотность жидкости. Граница капли изменяется в соответствии с кинематическим условием

$$\frac{\partial r}{\partial t} = v_r - \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial r}{\partial\theta}, \quad (3)$$

где v_r , v_θ - компоненты скорости. В начальный момент времени капля покоится и имеет форму вытянутого эллипсоида вращения, у которого соотношение большей и меньшей полуосей равно k ($k=b/a>1$). Поэтому в качестве начального условия используется равенство $\varphi=0$. Таким образом, параметром, определяющим характеристики колебательного движения капли, является величина ее начальной деформации.

Поставленная задача решается разностным методом. Для построения регулярной разностной сетки проводится преобразование координат, которое переводит границу области в окружность единичного радиуса

$$\theta=\theta, \quad \xi = \frac{r}{\delta(\theta,t)},$$

где $\delta(\theta,t)$ - функция, описывающая границу капли. Уравнения (1), (2) используются в новых координатах. Для расчета потенциала из уравнения Лапласа применяется схема Гаусса-Зейделя, для расчета скоростей на свободной поверхности - следующие выражения

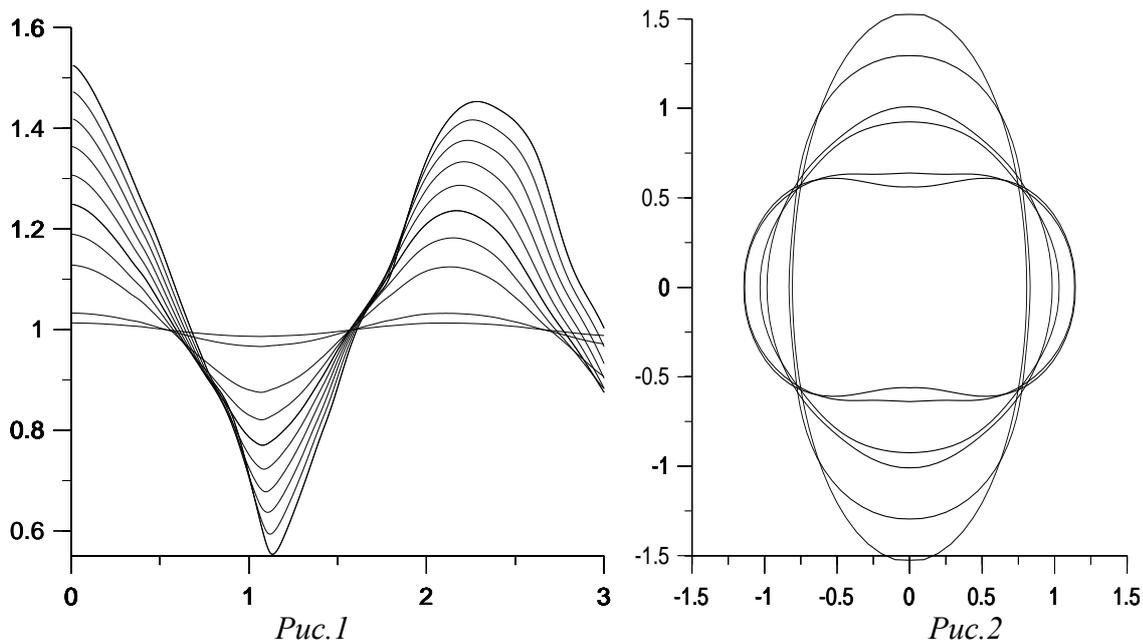
$$v_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{1}{\delta} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi}, \quad v_\theta = \frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \theta} - \frac{\xi}{\delta} \delta' \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right)$$

Новое положение свободной поверхности находится из условия (3), в котором применяется разностная схема с разностями против потока.

Согласно классическому результату Рэлея, для малых колебаний невязкой жидкости имеет место формула

$$T = 2\pi(n(n-1)(n+2))^{-1/2}$$

Для $n=2$ период $T=2,221$. Ниже (рис.1) приведены зависимости от времени положения вершины эллипсоида при различных значениях k . Отметим, что с ростом k в пределах от 1.002 до 1.9 период возрастает от $T=2.12$ до $T=2.28$.



Так, подтверждается вывод работы Сметанина С.В., Шрагера Г.Р., Якутенка В.А. (МЖГ, 6, 27-33, 2000) о применимости формулы Рэлея при оценке продолжительности первого периода для случаев нелинейных колебаний капли.

При значениях k , равных 1.8 и выше, в процессе колебаний наблюдаются гантелеобразные формы свободной поверхности (рис.2, $k=1.9$), что согласуется с выводами вышеуказанной работы. Достоверность результатов подтверждается согласованием с решением Рэлея, а также сохранением объема капли в течение колебаний.

Следует отметить, что в предыдущей работе автора, где рассматривался процесс колебаний объема идеальной жидкости под действием сил поверхностного натяжения методом граничных элементов, также наблюдался рост периода колебаний с увеличением начальной деформации. Однако количественное различие соответствующих значений периода превышает 10%. В предыдущей работе не удалось получить гантелеобразных форм свободной поверхности в связи с неустойчивостью использованных схем при $k > 1.8$.

Исследование структуры воды с помощью спектров Мандельштама-Бриллюэна.

Шумилова Марина Сергеевна

Ролич Валерий Иванович

Санкт-Петербургский Государственный Университет

Рождественская Наталья Борисовна

Shumilka@inbox.ru

Методом спектроскопии высокой разрешающей силы исследовались спектры рассеяния света Мандельштама-Бриллюэна в воде.

Как известно спектр Мандельштама-Бриллюэна в жидкости представляет собой триплет в области дисперсии меньше $0,6\text{см}^{-1}$. Отношение компонент триплета определяется формулой Ландау-Плачека:

$$\frac{I_{\text{центр}}}{2I_{\text{М-Б}}} = \frac{C_p - C_v}{C_v} \quad (1)$$

Для кристаллов $C_p \approx C_v$, и в спектре отсутствует центральная компонента. В воде при температуре 4°C $C_p = C_v$ и отношение Ландау-Плачека имеет значение 0,001. При температуре 20°C $C_p \approx C_v$, а соотношение Ландау-Плачека принимает значение 0,006[1].

За появление центральной компоненты ответственны флуктуации плотности, связанные с флуктуациями энтропии, в то время как боковые компоненты определяются флуктуациями плотности, связанными с флуктуациями давления.

Таким образом, все выше сказанное свидетельствует о сильной структурированности в воде.

Источником монохроматического излучения служит одночастотный He-Ne лазер ЛГН-302, регистрация в режиме счета фотонов. Образец приготавливался путем многократного пропускания через фильтр 0.25μ . Соотношение Ландау-Плачека не

превышало 0.02. Температура поддерживалась с точностью 0.2⁰С. Обработка результатов экспериментально полученного спектра происходит с помощью подбора параметров аналитической модели, свернутой с экспериментальной аппаратной функцией спектрометра.

Изучению изменения симметрии локальных структур в неупорядоченных системах за последние десятилетие посвящено значительное количество исследований [2,3]. В нашей лаборатории исследовались такие жидкости, как бензол и его замещенные. В этих жидкостях мы наблюдали немонотонный ход температурной зависимости характеристик спектра Мандельштама-Бриллюэна:

$$\frac{\Delta v}{v} = 2n \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2)$$

где v – скорость гиперзвука, n – показатель преломления, Δv - положение компоненты Мандельштама-Бриллюэна.

Коэффициент поглощения гиперзвука α связан с полушириной компонента Мандельштама-Бриллюэна:

$$\alpha = \frac{2\pi\delta_v}{v} \quad (3)$$

причем $\delta_v \ll \Delta v$

Спектры Мандельштама-Бриллюэна исследовались в интервале температур от 0⁰ до 30⁰. Обнаружен существенно немонотонный ход зависимости скорости гиперзвука $v = v(t)$ и ширины бриллюэновской линии в диапазоне 15⁰ – 25⁰ С.

Так как скорость гиперзвука напрямую связана с адиабатической сжимаемостью β_s , то также наблюдаются ступеньки на кривой зависимости $\beta_s = \beta_s(t)$. Немонотонность β_s , связанной с β_T соотношением

$$\beta_T = \beta_s \frac{C_p}{C_v} \quad (4)$$

свидетельствует о структурных изменениях в системе, так как она связана с изменениями свободной энергии

$$\frac{1}{\beta_T} = V \left(\frac{\partial^2 F}{\partial V^2} \right)_T \quad (5)$$

и непосредственно связана с радиальной функцией распределения

$$\beta_T = \frac{1}{NkT} \left(1 + \frac{N}{4\pi} \int_0^\infty (g(r) - 1) r^2 dr \right) \quad (6)$$

Таким образом, нельзя ожидать резких структурных переходов при нагревании. Однако наличие немонотонностей (изменение наклонов в скорости гиперзвука, ступенек β_s) свидетельствует о некоторых структурных переходах. Эти структурные изменения очень незначительны, и скорее можно говорить об изменении симметрии локального порядка, непрерывно происходящего в жидкой фазе.

Изменению симметрии локального порядка всегда предшествует наличие сильных флуктуаций в системе. По-видимому, это отражается в немонотонности температурной зависимости полуширины Манделштама-Бриллюэна, связанной с поглощением гиперзвука.

Список публикаций:

- [1]. O'Connor C.L., Schlupf J.P., *J. Chem. Phys.*, 1967, vol. 47, №1
 [2]. Rozhdestvenskaya N.B., Smirnova L.V., *J. Chem. Phys.*, 1991, 95, 1223.
 [3]. Паташинский А.З., Шумило Б.И., *ЖЭТФ*, 1985, 89, вып.1,7

Моделирование процесса роста кристалла полупроводникового соединения типа $A^{III}B^V$ из жидкой фазы

Шуников Евгений Анатольевич

С.В. Котов, А.Р. Севастьянова

Воронежский государственный технический университет

Хухрянский Юрий Павлович, д.ф.-м. н.

kalinin@ns1.vstu.ac.ru

Разработана математическая модель роста кристалла полупроводникового соединения типа $A^{III}B^V$. Проведен численный анализ модели на ЭВМ с использованием метода молекулярной динамики. Была смоделирована расчетная ячейка, состоящая из 100 атомов подложки. Ячейка имеет 2 атомных слоя, каждый из которых состоит из 50 атомов.

В качестве потенциала парного взаимодействия, описывающего взаимодействие атомов разного сорта в расплаве, был выбран потенциал Леннарда-Джонса

$$V(r) = \frac{D}{n-m} \left[m \left(\frac{r_0}{r} \right)^n - n \left(\frac{r_0}{r} \right)^m \right]. \quad (1)$$

Для описания взаимодействия между атомами одного сорта был выбран потенциал Борна-Майера

$$V(r) = A \exp\left(-r/a\right). \quad (2)$$

Эти потенциал являются сферическими и позволяют отобразить общую тенденцию взаимодействия атомов как в растворе-расплаве, так и в твердом теле.

Данные о межмолекулярном потенциале, основывались на неэмпирическом расчете, выполненном методом Хартри-Фока-Рутана.

В качестве потенциала парного взаимодействия атомов кристалла с атомами раствора-расплава был выбран эмпирический потенциал, разработанный нами

$$V(r) = \left[A \exp\left(\frac{-r^2}{a^2}\right) - B \right] \exp\left(-\frac{z^2 - 2R_0 z}{b^2}\right), \quad (3)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Выбор такого потенциала обусловлен тем, что сферический потенциал для описания подобного взаимодействия подходит только в случае первого приближения,

поскольку, как показывает теория, на границе раздела кристалл - жидкая фаза наблюдается потенциальный барьер, который не может обеспечить сферический потенциал. Исследования кинетики роста кристалла с использованием сферического потенциала взаимодействия между раствором-расплавом и подложкой также проводились [1]. В качестве такого потенциала выступала комбинация потенциалов Леннарда-Джонса и Борна-Майера (взаимодействие между разнородными атомами описывалось потенциалом Леннарда-Джонса, а между однородными – Борна-Майера). Однако более уместным для описания этого взаимодействия будет выбранный нами цилиндрический потенциал (3).

Как видно из рис. 1, потенциал обладает минимумом при $z=R_0$, что обеспечивает замедление движения частицы при приближении к подложке. Сила, действующая на частицу в этой точке, а соответственно и ускорение, равняется нулю. При дальнейшем приближении наблюдается отталкивание. Кроме того, сила, действующая на частицу в направлении r , обеспечивает «центровку» осаждающейся частицы непосредственно по частице кристалла. Таким образом, числовые значения минимумов в направлениях z и r не совпадают. Это является еще одним важным достоинством этого потенциала, поскольку при использовании потенциала Леннарда-Джонса невозможно добиться наличия двух минимумов, необходимых для «правильного» осаждения частиц раствора-расплава, а соответственно и роста кристалла.

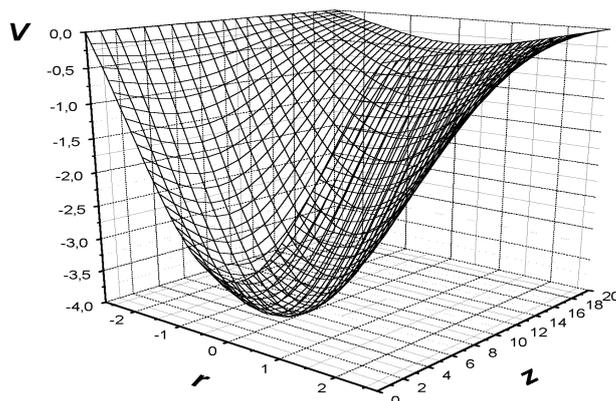


Рис. 1. Зависимость потенциала от координаты

В результате компьютерного эксперимента были найдены зависимости скорости роста кристалла в начальной стадии его роста. Эксперимент проводился при температуре жидкой фазы - 1710 К, концентрация фосфора при этом составляла 0,5 ат.д.

Как показал расчет, скорость роста кристалла к моменту времени $5 \cdot 10^{-13}$ с выходит на насыщение (становится постоянной).

В процессе расчета также исследовался процесс кластерообразования в растворе-расплаве. Кластеры, состоящие из большого количества частиц (порядка ста частиц), наблюдались только лишь на больших расстояниях от подложки. При приближении к подложке они разрушались на более мелкие. Образовавшиеся кластеры под действием потенциала (3) ориентировались в соответствии с подложкой и затем осаждались. Однако в случае большого различия между ориентацией подложки и кластера наблюдалось дальнейшее разрушение последнего вплоть до отдельных атомов.

Помимо осаждения атомов и кластеров на подложку происходил и обратный процесс (отрыв от подложки). Как и в случае осаждения, здесь также наблюдались два механизма («отрывались» как отдельные атомы, так и целые кластеры).

Таким образом, был разработан новый цилиндрический потенциал, описывающий взаимодействие частиц раствора-расплава с кристаллом и разработана математическая модель процесса роста кристалла фосфида галлия из расплава при температуре 1710 К.

Список публикаций:

[1] Котов С.В. Моделирование поверхности кристаллизации соединений $A^{III}B^V$ из растворов-расплавов.// автореферат диссертации на соискание ученой степени к. ф.-м. н. Воронеж, 2002.

Экспериментальное моделирование процессов газо-лазерной резки металлов

Юдин Петр Владимирович

Новосибирский Государственный Университет

Ковалев Олег Борисович, д.ф.-м.н.

grom@demakova.net

Введение В мире современных технологий широкое применение нашла лазерная обработка материалов. В ИТПМ СО РАН проведено огромное количество натуральных экспериментов по газо-лазерной резке (ГЛР) металлов. Сущность ГЛР металлов заключается в следующем:

Пучок излучения мощного CO_2 лазера непрерывной генерации фокусируется на лист металла. Расплавляемый металл выдувается быстрым (обычно сверхзвуковым) потоком газа сквозь получающийся разрез. Лазерный луч распространяется прямо внутри сопла и накопительной камеры. Двигаясь вдоль листа эта система, называемая “резак”, разрезает лист металла.

До сих пор не объяснена бороздчатая структура боковых поверхностей, существенно ухудшающая качество реза. Эта структура в той или иной форме присутствует на всех образцах. Есть основания полагать, что она обусловлена гидродинамикой течения пленки расплава в потоке газа. Натурный эксперимент позволяет изучать поверхности после резки, и распыленные частицы металла. Процессы плавления металла и его вытеснения из разреза газовым потоком, происходящие внутри реза, можно наблюдать только в модельном эксперименте.

Цель данной работы – наблюдать и регистрировать процесс обдувания поверхностной жидкой пленки быстрым потоком газа.

Проведенную работу можно разделить на моделирование процесса и создание системы визуализации:

1 Моделирование. При моделировании ГЛР ее особенности сохранены за исключением следующих изменений:

Разрезаемый лист металла вне зоны разреза заменен стеклом. Внутри зоны разреза металл заменен слоем парафина, который заливается в плоский канал внутри стекла. Процесс ГЛР металла заменяется “резкой” парафина разогретым воздухом, истекающим из движущегося вдоль канала сопла.

В отличие от лазерного излучения поток тепла горячего воздуха подается на большую площадь, что увеличивает ширину реза от размера светового пучка до размеров сопла. Стекло обеспечивает ограничение ширины реза и возможность наблюдения. Предварительно экспериментально было показано, что чем тоньше канал – тем больше тепло распространяется в стороны по нему и меньше вглубь канала. По этой причине канал не должен быть узким и моделирование производилось с каналом, толщина которого чуть меньше диаметра сопла.

2 Оптическая система визуализации быстропротекающих процессов. Визуализация течений расплава производилась теневым методом и в отраженном свете. Регистрация процессов осуществлялась кинокамерой TOPICA на основе ПЗС-матрицы, с использованием программы Multicap. Для регистрации быстропротекающих процессов время экспозиции было уменьшено до 1 мкс. благодаря использованию импульсного освещения.

При визуализации теневым методом использовался полупроводниковый лазер. Система линз собирает свет от источника и преобразует в параллельный пучок, обеспечивающий равномерное освещение объекта. Далее, прошедшие и слабо-отклоненные лучи попадают на объектив, формирующий изображение плоскости объекта на ПЗС-матрице. Объектив был защищен от забрызгивания защитным экраном, который протирался после каждого эксперимента.

При съемке в рассеянном свете использовался искровой газоразрядный источник. Оба осветительных прибора были синхронизованы с импульсами кадровой развертки кинокамеры.

Для технического осуществления изготовлено:

Специальная печь для разогрева воздуха

Сопловой узел по чертежам натурального

Система крепежа и подвижки канала относительно сопла

Система выделения кадрового импульса из стандартного видеосигнала

Полученные результаты: Процесс выдувания расплавляемого парафина из канала заснят на кинокамеру. Изучена зависимость картины от давления в накопительной камере, температуры истекающего газа, скорости движения сопла, и других параметров. Зарегистрированы следующие явления:

Поверхность жидкой пленки неровная, волнистая. С увеличением давления начинается срыв капель (распыление пленки). Капли срываются с бугорков неровностей по всей глубине канала, и не стекают по стеклу, а летят внутри канала. Их средний диаметр тем меньше, чем больше скорость газового потока. Чаще всего капли летят вдоль границы расплава, одна за другой, в виде нитей. Иногда наблюдается лавинообразное отрывание капель. Тогда под каплями образуется клиновидная область, куда быстрый газовый поток не проникает. Линии тока отклоняются, и капли летят под углом к поверхности.

При истечении сверхзвуковой струи газа в открытое пространство наблюдается система скачков уплотнения, так называемых “бочек”. При помещении струи в канал сохраняются первые 1 – 2 бочки, и на их края садятся два вихря по разные стороны от газовой струи. Расплавленный парафин всасывается этими вихрями и, удерживаясь в них, сопутствует движению сопла.

При уменьшении температуры газа до такой, что парафин плавится с трудом, на стенках канала наблюдается намерзание парафина и формируется структура, очень похожая на бороздчатую структуру боковых поверхностей, полученных при ГЛР.

Заключение: в рамках построенной модели полученные результаты объясняют причину образования неровностей на боковых поверхностях разреза. Сравнение результатов модельного эксперимента с натурными данными позволяет надеяться на применимость модели к описанию ГЛР металлов.

Распределение температуры в пористой среде при акустическом воздействии на призабойную зону

Юмагузина Айгуль Галиулловна

Стерлитамакский Государственный Педагогический Институт

Шагапов Владик Шайхулагзамович, д.ф.-м.н.

aigul_str@mail.rb.ru, aigul@str.ru

В последние годы отечественные и зарубежные исследователи уделяют значительное внимание акустическим методам повышения нефтеотдачи, как наиболее перспективным по своим техническим возможностям, экономичным и экологически чистым. Характерной особенностью этих методов является то, что акустическое поле оказывает комплексное воздействие на различные свойства пород и насыщающие флюиды.

В данной работе рассмотрен процесс нагрева двухзонной пористой среды, насыщенной жидкостью, с пористостью m_1 и проницаемостью $k_{*(1)}$ в первой зоне ($0 < x \leq x_s$) и с пористостью m_2 и проницаемостью $k_{*(2)}$ во второй зоне ($x_s < x \leq l$), поры которой частично забиты парафином. На границе $x=0$ действует источник гармонических волн давления. Основным механизмом, переводящим энергию волнового поля в пористой среде в тепло, является сила вязкого трения между насыщающей жидкостью и скелетом в пористой среде. Задача решается в 2 этапа: 1) до достижения на границе x_s температуры плавления и 2) фазовый переход I рода на границе x_s (задача Стефана).

При описании волновой и температурной задачи в системе будем считать, что температуры жидкости и скелета пористой среды в каждой точке совпадают, пористый скелет несжимаемый. Полагается, что неоднородность температурного поля не влияет на акустическое поле давления.

Динамика температурного поля в неоднородной пористой среде. Для двухзонной среды система линеаризованных уравнений неразрывности, импульса и состояния имеет вид

$$m_j \frac{\partial \rho_{\text{liq}}}{\partial t} + \rho_{\text{liq}0} \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad \rho_{\text{liq}0} \frac{\partial u}{\partial t} = -m_j \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{m_j \mu}{k_{*(j)}} u, \quad p = C_{\text{liq}}^2 \rho_{\text{liq}}, \quad (1)$$

где при $0 < x \leq x_s$ $j=1$, при $x_s < x \leq l$ $j=2$ и при $l < x < \infty$ $j=3$

p – возмущение давления в жидкости; ρ_{liq} – возмущение плотности жидкости, $\rho_{\text{liq}0}$ – плотность жидкости, соответствующая невозмущенному состоянию, u – скорость фильтрации, m – пористость; k_* – проницаемость, μ – вязкость жидкости,

C_{liq} – скорость звука в насыщающей жидкости, t - время, x - координата, A_p и ω - амплитуда и круговая частота волны.

Граничное условие при $x = 0$ определим по формуле

$$p = A_p \cos \omega t, \quad x = 0, \quad t > 0 \quad (2)$$

Для границы $x = x_s$ запишем условия отсутствия скачка давления и скорости движения жидкости

$$[p]=0 \quad [u]=0, \quad x = x_s. \quad (3)$$

Для правой границы второй зоны рассмотрим два случая: она непроницаемая - $u = 0$, $x = l$; или высокопроницаемая - $p = 0$, $x = l$.

Средний приток тепла в единицу объема за единицу времени запишем в виде [1]:

$$Q = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} q dt. \quad (4)$$

Уравнение теплопроводности для двухзонной пористой среды:

$$\rho_j c_j \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_j \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \tilde{Q}, \quad (5)$$

$$\rho_j c_j = (1 - m_j) \rho_s c_s + m_j \rho_{\text{liq}} c_{\text{liq}}, \quad \lambda_j = \lambda_s (1 - m_j) + \lambda_{\text{liq}} m_j,$$

$$\tilde{Q}(x) = Q(x), \quad 0 < x \leq l; \quad \tilde{Q}(x) = 0, \quad l < x < \infty.$$

Начальное и граничные условия для температуры примем в виде

$$T = T_0 < T_{\text{пл}}, \quad x > 0, \quad t = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad x = 0; \quad [T] = 0, \quad \left[\lambda_j \frac{\partial T}{\partial x} \right] = 0, \quad x = x_s, \quad x = l. \quad (6)$$

Задача Стефана. Как только температура на границе $x = x_s$ достигнет температуры плавления частиц, занимающих поры, возникает процесс фазовый переход. Математическая формулировка задачи, которая относится к задаче "Стефана", имеет вид (10) с начальным условием (11) и условиями на границе плавления:

$$T|_{x=x_{s-}} = T|_{x=x_{s+}} = T_{\text{пл}}$$

Условие сопряжения температурных полей на движущейся границе раздела фаз имеет вид:

$$\lambda_1 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_s(t)-} - \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_s(t)+} = -Lm\rho \frac{dx_s}{dt}$$

где L – скрытая теплота фазового перехода, λ – теплопроводность.

Исследованы зависимости температурного поля от параметров пористой среды и насыщающей её жидкости, а также от частоты и амплитуды акустических волн.

Список публикаций:

[1] Шагапов В.Ш., Хусаинов И.Г., Юмагузина А.Г. Нагрев пористой среды, насыщенной жидкостью, с помощью акустического поля // ИФЖ. –Том 76, № 1 – с.11.