

16-Акустика, гидро- и газодинамика

Альгинов Роман Анатольевич, аспирант

Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Институт геологии и нефтегазового дела

Исследование явления реламинаризации газовых течений под влиянием ускорения потока и теплообмена с окружающей средой

Харламов Сергей Николаевич, д.ф.-м.н.

e-mail: alginov@mail.ru

стр. 603

Альгинов Роман Анатольевич, аспирант

Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Институт геологии и нефтегазового дела

Численное моделирование сложного сдвигового течения и теплообмена в трубопроводах на основе двухпараметрической низкорейнольдсовой k-L модели турбулентности

Харламов Сергей Николаевич, д.ф.-м.н.

e-mail: alginov@mail.ru

стр. 604

Багаев Андрей Владимирович, вед. инженер

Севастополь, Морской гидрофизический институт НАН Украины, отдел теории волн

Моделирование сезонного хода динамики черноморского бассейна при двух различных параметризациях коэффициентов вертикальной турбулентной вязкости и диффузии

Демышев Сергей Германович, д.ф.-м.н.

e-mail: sevsilverghost@yandex.ru

стр. 606

Бакирова Ольга Фавадисовна, аспирант

Уфа, Институт механики УНЦ РАН

Математическое моделирование турбулентных эффектов при обтекании тел вязкой сжимаемой средой

Михайленко Константин Иванович, к.ф.-м.н.

e-mail: jh.black@mail.ru

стр. 607

Балобанов Евгений Николаевич, магистрант 2 года обучения

Ижевск, Ижевский государственный технический университет, приборостроительный

Исследование акустического тракта электромагнито-акустического преобразователя при контроле массивных стальных объектов

Муравьев Виталий Васильевич, д.т.н.

e-mail: pmkk@istu.ru

стр. 609

Безматерных Марина Сергеевна, магистрант 2 года обучения

Пермь, Пермский государственный университет, физический

Экспериментальное исследование конвективных течений бинарной смеси в ячейке Хеле-шоу с границами конечной теплопроводности

Бабушкин Игорь Аркадьевич, к.ф.-м.н.

e-mail: Zabava_marina@mail.ru

стр. 610

Волкова Екатерина Валерьевна, м.н.с.

Уфа, Институт механики УНЦ РАН, лаб. 'Механика многофазных систем'

Устойчивость конвективного движения неньютоновской жидкости в пористой среде

Урманчеев Саид Федорович, д.ф.-м.н.

e-mail: afrokate@yandex.ru

стр. 611

Волошин Андрей Сергеевич, 4 курс

Тезисы автора опубликованы в секции – 9 (Оптика и спектроскопия)

Москва, Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический

Особенности дифракции света в акустическом поле с большим углом сноса акустической энергии

Балакший Владимир Иванович, д.ф.-м.н.

e-mail: voloshin-andrey@yandex.ru

стр. 330

Голубева Анна Александровна, аспирант 2 года обучения
Саратов, Саратовский государственный технический университет, физико-технический
Анализ фазовых скоростей изонормальных упругих волн в кристалле ниобата лития на основе приближенной аналитической теории
Зюрюкин Юрий Анатольевич, д.ф.-м.н.
e-mail: annamoroz@mail.ru стр. 613

Евсеева Светлана Сергеевна, зав.каб.
Орёл, Орловский государственный университет, физико-математический
Решение кинетического уравнения в задаче о вращении
Савков Сергей Анатольевич, д.ф.-м.н.
e-mail: cwetaevseeva@yandex.ru стр. 615

Кузнецов Алексей Владимирович, 4 курс
Ижевск, Ижевский государственный технический университет, приборостроительный
Портативный автономный бесконтактный измеритель длин труб `Эхо`
Стрижак Виктор Анатольевич, к.т.н.
e-mail: lexx-kun@mail.ru стр. 616

Кучукова Марина Тахировна, 4 курс
Пермь, Пермский государственный университет, физический
Исследование влияния запаздывания управляющего воздействия на устойчивость механического равновесия конвективной системы
Зюзгин Алексей Викторович, к.ф.-м.н.
e-mail: marinakuchukova@mail.ru стр. 618

Марьин Дмитрий Фагимович, 5 курс
Уфа, Уфимский государственный авиационный технический университет, общенаучный
Процессы сепарации мелкодисперсных частиц в восходящем спиральном потоке газа
Михайленко Константин Иванович, к.ф.-м.н.
e-mail: marcom.dimar@gmail.com стр. 619

Невеселова Ксения Васильевна, 5 курс
Санкт-Петербург, Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, естественно-научного и гуманитарного образования
Поглощение звука в слое газа, сформированном на твердой стенке
Легуша Федор Федорович, д.ф.-м.н.
e-mail: neve_ksyunik@mail.ru стр. 620

Паранин Александр Романович, аспирант 2 года обучения
Ярославль, Ярославский государственный университет, физический
Модификация теории пограничного слоя для твердого сферического ядра, обводненного вязкой жидкостью
e-mail: grinch_ho@mail.ru стр. 621

Петров Данил Александрович, 5 курс
Пермь, Пермский государственный университет, физический
Исследование устойчивости равновесия слабопроводящей жидкости в электрическом поле при униполярной инжекции заряда
Ильин Владимир Алексеевич, к.ф.-м.н.
e-mail: petrovda@bk.ru стр. 623

Ревенко Артём Викторович, магистрант 2 года обучения
Тезисы автора опубликованы в секции – 9 (Оптика и спектроскопия)
Москва, Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический
Акустооптическая дифракция в ультразвуковых полях, возбуждаемых параболическими и клиновидными пьезопреобразователями на высших гармониках
Балакший Владимир Иванович, д.ф.-м.н.
e-mail: artreven@hotmail.com стр. 352

Рыбкин Константин Анатольевич, ассистент
Пермь, Пермский государственный университет, физический
Проблема эрратарности в экспериментальных исследованиях меандрирования струй и падения капель жидкости
e-mail: k.rybkin@gmail.com стр. 624

Садретдинов Шамиль Рахитович, аспирант 2 года обучения
Томск, Томский государственный университет, физико-технический
Численный расчет гидродинамики закрученного потока в воздушно-центробежном классификаторе с учетом дополнительной продувки газом
Шваб Александр Вениаминович, д.ф.-м.н.
e-mail: shamil@sibmail.com стр. 625

Сидоров Александр Сергеевич, магистрант 1 года обучения
Пермь, Пермский государственный университет, физический
Конвекция в магнитной наносuspензии
Путин Геннадий Федорович, д.ф.-м.н.
e-mail: sidorovaliksandr@mail.ru стр. 626

Синкин Вилен Анатольевич, 5 курс
Пермь, Пермский государственный университет, физический
Калибровка наземного экземпляра датчика конвекции Дакон-М для измерения микроускорений на МКС
Глухов Александр Федорович, к.ф.-м.н.
e-mail: well.come@mail.ru стр. 628

Трубников Илья Борисович, 4 курс
Пермь, Пермский государственный университет, физический
Конвекция в трёхосном эллипсоиде
Козлов Александр Алексеевич
e-mail: trubnikov.i@gmail.com стр. 629

Хабиров Тимур Раильевич, 5 курс
Информация об авторе дополнительно представлена в секции – 14 (Геофизика)
Уфа, Башкирский государственный университет, физический
Математическая модель двухфазного неизоэтермического течения в вертикальном канале
Шарафутдинов Рамиль Файзырович, д.ф.-м.н.
e-mail: khabirovtr@mail.ru стр. 630

Хайруллин Марсель Мансурович, аспирант 1 года обучения
Томск, Томский государственный университет, физико-технический
Численное исследование течения неньютоновской жидкости в канале с использованием дифференциальной реологической модели
Шваб Александр Вениаминович, д.ф.-м.н.
e-mail: marsel331@sibmail.com стр. 631

Хайруллина Виктория Юрьевна, аспирант 1 года обучения
Томск, Томский государственный университет, физико-технический
Численное исследование гидродинамики закрученного турбулентного потока в рабочей камере воздушно-центробежного классификатора
Шваб Александр Вениаминович, д.ф.-м.н.
e-mail: yikushka1985@inbox.ru стр. 633

Харик Екатерина Константиновна, 6 курс
Томск, Томский государственный университет, физико-технический
Математическое моделирование удаления метана из обрушенного пространства горной выработки угольной шахты
Астанин Александр Владимирович, к.ф.-м.н.
e-mail: kharik@sibmail.com стр. 634

Хвостова Ольга Евгеньевна, аспирант
Нижегородский филиал, Национальный исследовательский университет 'Высшая школа экономики',
Нижегородский филиал, бизнес-информатики и прикладной математики

Особенности метода сглаженных частиц при моделировании несжимаемой жидкости со свободной поверхностью

Куркин Андрей Александрович, д.ф.-м.н.
e-mail: olga.khvostova@gmail.com стр. 635

Чимытов Тимур Андреевич, аспирант
Новосибирск, Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, физический

Исследование нелинейных процессов в пограничном слое конуса при различных затуплениях носика

Маслов Анатолий Александрович, д.ф.-м.н.
e-mail: tchimyrov@gmail.com стр. 637

Ялаев Андрей Витальевич, ассистент
Бирск, Бирская государственная социально-педагогическая академия, физико-математический

О взрывном вскипании жидкости из канала

Шагапов Владислав Шайхулагузович, д.ф.-м.н.
e-mail: yavafly@mail.ru стр. 639

Исследование явления реламинаризации газовых течений под влиянием ускорения потока и теплообмена с окружающей средой

Альгинов Роман Анатольевич

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Харламов Сергей Николаевич, д.ф.-м.н.

alqinov@mail.ru

Ламинарный режим течения в сравнении с турбулентным характеризуется регулярной структурой потока, меньшими потерями напора на трение и меньшими значениями теплообмена на границе потока. Ввиду этих особенностей он является более предпочтительным при использовании приборов прецизионного измерения количественных и других характеристик рабочей среды, а также при транспорте по трубопроводам на протяженные расстояния или (и) транспорте горячих сред. Уменьшение гидравлического сопротивления в жидкостях может быть осуществлено посредством введения в поток высокомолекулярных присадок. Данный механизм известен также как эффект Томса [1].

Целью данной работы стало исследование механизмов, приводящих к ламинаризации потока в газообразных средах, где эффект Томса не реализуем. Изучение процесса перехода турбулентного течения в ламинарное велось численно – на основе k-L модели турбулентности, где k – кинетическая энергия турбулентности, а L – поперечный масштаб турбулентности с привлечением экспериментальных данных [2,3]. Данная модель, первоначально предложенная Г.С. Глушко [4] для задач внешнего обтекания в незамкнутом виде, получила развитие в работах С.Н. Харламова [5] и была модифицирована под моделирование течений во внутренних системах. Среди ее достоинств следует отметить высокую эффективность в описании пристеночных зон течений, следствием которой являются устойчивость и высокая скорость счета на установление. Это должно способствовать как более глубокому пониманию физического механизма изучаемого явления, так и апробации двухпараметрических динамических моделей турбулентности к описанию низкорейнольдсовых процессов.

Представляется вероятным, что преждевременный переход турбулентного течения в ламинарный режим определяется ламинаризацией пограничного слоя, подвергнутого ускорению. Как в случае движения в ускоряющих сечениях, так и при подводе тепла к стенке акселерация течения сопровождается заметным истончением вязкого подслоя и выпрямлением профиля скорости вне подслоя по сравнению с логарифмическим законом у стенки. Т.о. комбинированный эффект от увеличения вязкости и ускорения потока при подводе тепла может иметь те же следствия, что и ускорение при внешнем обтекании. Действительно, при возрастании средней скорости u_m в осевом направлении, напряжение трения τ в непосредственной окрестности от стенки приближенно определяется выражением:

$$\tau / \tau_w = 1 - (c_f / 2)^{-3/2} K y^+ \quad (1)$$

где $c_f = 2\tau_w / \rho u_m^2$ – коэффициент трения, $y^+ = y(\tau_w / \rho \nu)^{1/2}$ – безразмерная поперечная координата, $K = (\nu / u_m^2)(du_m/dx) = 2\beta / Re$ – параметр ускорения потока, Re – число Рейнольдса, β – тангенс угла наклона стенки конфузора к оси потока, w – значение величины на стенке. Из (1) видно, что для пристеночной области можно подобрать такой параметр ускорения потока, что напряжение трения станет малым, гася тем самым производство турбулентности $-\overline{\rho u'v'}(\partial \bar{u} / \partial y) = \mu_t(\partial \bar{u} / \partial y)^2$.

Расчеты течений в конфузورных сечениях велись в диапазоне $Re \leq 5 \cdot 10^4$ с углами наклона секции 2-5 см/м. Было проведено сопоставление различных расчетных режимов, результатом которого стало предположение о существовании критического значения $K_c \approx 3,7 \cdot 10^{-6}$, при превышении которого по всей длине конфузورной секции наблюдается стремительное падение чисел Нуссельта Nu и безразмерного коэффициента трения c_f , что хорошо согласуется с [2]. Косвенно данный эффект свидетельствует о ламинаризации течения, наличие которой окончательно подтверждается поперечными профилями кинетической энергии турбулентности, иллюстрирующими смещение максимума k от стенки и его уменьшение по величине при движении по оси канала в направлении сужения.

Не меньший интерес представляет также и расчет течений газообразных сред при условии подвода тепла к стенке канала. Хорошо согласующиеся с экспериментом [3] расчетные данные свидетельствуют о существовании критического значения теплового потока: при меньших значениях теплового потока наблюдается ламинаризация низкорейнольдсовых течений за счет изменения их вязкости; при достижении же критического значения происходит резкое изменение режимов у всех исследуемых течений, сопровождающееся выходом динамических и тепловых характеристик на ламинарный режим. Фокусировка на изменении режимов перекачки дала критическое значение приведенного теплового потока $q^+ \approx 0,004$.

Т.о. в ходе исследований было подтверждено существование механизмов, посредством которых турбулентный газовый поток может быть ламинаризован. Возможность / невозможность внедрения полученного результата в практику зависит от протяженности области сохранения ламинарного движения, определяемой процессом обратной турбулизации потока, который в свою очередь является объектом текущих исследований. Высокие требования к достоверности и точности численных расчетов, отсутствие экспериментальных данных по важным с практической точки зрения течениям существенно усложняют вышеобозначенную задачу. Отдельной трудностью выступает также и малая приспособленность двухпараметрических моделей к исследованию высокоинтенсивных процессов перераспределения и установления. Ввиду этого дальнейшее численное моделирование планируется вести с привлечением к расчетам моделей переноса рейнольдсовых напряжений (ПРН-моделей) для верификации k-L-модели в областях сильных пространственных и тепловых деформаций. Успех исследований в данной области позволит указать пути оптимизации технологических процессов во многих отраслях техники, в то же время отрицательный результат послужит толчком к поиску решений в смежных областях.

Список публикаций:

- [1] Toms B.A. Some observations on the flow of linear polymer solutions through straight tubes at large Reynolds number // Proc. 1-st Internat. Rheolog. Congress, Holland. – 1948.
- [2] Х. Танака, Х. Кавамура, А. Татено, С. Хатамия. Влияние ламинаризации потока и его последующей турбулизации на теплообмен в случае течения при малых числах Рейнольдса в канале, состоящем из конфузурной секции и следующей за ней секции с постоянным поперечным сечением // Труды американского общества инженеров-механиков «Теплопередача». – М., 1982. – №2 – С.144-153.
- [3] C.A. Bankston. The transition from turbulent to laminar gas flow in a heated pipe // Journal of Heat Transfer/ 1970. P. 569-579.
- [4] Глушко Г.С. Дифференциальное уравнение для масштаба турбулентности и расчета турбулентного пограничного слоя на плоской пластине // Турбулентные течения. – 1970. – С. 37-44.
- [5] Бубенчиков А.М., Харламов С.Н. Математическое моделирование неоднородной анизотропной турбулентности во внутренних течениях. – Томск: Томский государственный университет, 2001. – 488 с.

**Численное моделирование сложного сдвигового течения и теплообмена в
трубопроводах на основе двухпараметрической низкорейнольдсовой
k-L модели турбулентности
Альгинов Роман Анатольевич**

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Харламов Сергей Николаевич, д.ф.-м.н.

alginov@mail.ru

Решение проблем обоснованного развития систем транспорта природного сырья для промышленных потребителей, создание новых технологий по прогнозированию явлений в нефте-, газо- и продуктопроводах, разработка методик оперативного и безаварийного функционирования энергонапряженных узлов и устройств, поддерживающих оптимальный режим работы транспортной системы требуют комплексного анализа параметров интенсификации процессов переноса, факторов риска и надежности существующего технологического оборудования. Как известно, в реальных условиях картина течения и теплообмена при транспорте вязких сред в промышленных системах, трубопроводах весьма сложна. В таких устройствах распространены вязкостно-инерционно-гравитационные течения. Они происходят в условиях неизотермичности, нестационарности, часто сопровождаются химическими превращениями и сложными переходными ламинарно-турбулентными эффектами. С прикладной точки зрения результаты подобных исследований весьма актуальны, например, для нефтяной и газовой промышленности, теплоэнергетики, энергомашиностроения. В то же время теоретический анализ устойчивых, переходных течений сложных по структуре сред ведет к уяснению данных о закономерностях трения и тепломассообмена в специфических конфигурациях, способствует решению проблемы повышения эффективности реконструкции и развития объектов транспорта рабочей среды.

Целью представленной работы выступает исследование трения и теплообмена при турбулентном режиме течения жидкостей, газов в трубопроводах. Предполагается, что среды вязкие, однокомпонентные, химически инертные. Движение осуществляется в отсутствие действия внешних сил. Система определяющих уравнений включает уравнения: неразрывности, динамические уравнения Рейнольдса, энергии, осредненные по Рейнольдсу. Для замыкания системы привлекается редко используемая в практике прикладных расчетов оригинальная двухпараметрическая модель турбулентности с уравнениями для кинетической энергии турбулентности k и ее интегрального масштаба L . Заметим, что в своей незамкнутой форме модель первоначально представлялась в работах Г.С. Глушко [1]. В дальнейшем ее обобщение к расчету внутренних

течений, выполненное в работах С.Н. Харламова (например, [2]), показало ее значительные преимущества в моделировании пристеночных внутренних течений, перед широко распространенной в прикладных исследованиях $k\epsilon$ -моделью. В расчете поля давления используется метод Л.М. Симуни [3], включающий идеи расщепления по физическим процессам. Этот метод получил свое развитие в анализе более сложных ламинарных и турбулентных течений (см. например [4]).

Общий вид kL - модели турбулентности в тензорной универсальной форме следующий [1,2,4]:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \tilde{\alpha} - \Phi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial L}{\partial t} + u_j \frac{\partial L}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_L} \right) \frac{\partial L}{\partial x_j} \right] + \nu_t c_2 f_2 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \epsilon_L + E, \quad (2)$$

где k – кинетическая энергия турбулентности, L – интегральный масштаб турбулентности, $\nu_t = c_\mu \nu f_\mu$ – турбулентная вязкость, σ_k , c_2 , c_μ , f_2 , f_μ , $\tilde{\alpha}$, ϵ_L , Φ , E – параметры модели (численные значения приведены в [1]), остальные обозначения – общепринятые. Отмечу, что основанием для выбора двухпараметрических динамических моделей является их широкий диапазон по числам Рейнольдса – до $Re=10^6$.

В работе проведены серийные расчеты деталей развития тонкой структуры потока и теплообмена. В частности, расчеты в области установившегося течения дают в поперечных сечениях рост приведенной кинетической энергии $k/\bar{v}^2$ ($\bar{v}$ – динамическая скорость) с нуля на стенке до 4,0 с последующим спадом в ядре потока до 2,0. Данный результат отражает структуру течения, содержащую области вязкого подслоя, турбулентного пограничного слоя, в котором максимально производство турбулентности, и ядра потока. На его основании можно судить о качественном превосходстве k - L модели над семейством k - ϵ моделей (где ϵ – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности).

При расчете тепловых процессов используется уравнение энергии в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho c_p r^\epsilon} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^\epsilon \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (3)$$

Коэффициент эффективной теплопроводности λ_{eff} определяется на основе подхода Буссинеска с привлечением связей для Pr_t . Хорошим приближением выступает формула В.М. Иевлева [5], как наиболее простая и дающая хорошо согласующиеся с экспериментом результаты расчета внутренних течений.

Построенный численный алгоритм продемонстрировал хорошие результаты на классе развивающихся течений. Несмотря на то, что модель “проигрывает” моделям переноса рейнольдсовых напряжений в описании течений с сильными тепловыми деформациями, для использования в нефтегазовой отрасли она оказывается более предпочтительной, например, при анализе процессов в теплоизолированных трубопроводах. Привлекательным для возможного приложения модели в практику выступает ее чрезвычайно высокая скорость установления и консервативность к возмущениям.

Дальнейшие перспективы апробации модели связаны с анализом более сложных движений в каналах с произвольной конфигурацией стенки, выдаче рекомендаций по ее использованию на классе закрученных течений.

Список публикаций:

- [1] Глушко Г.С. Дифференциальное уравнение для масштаба турбулентности и расчета турбулентного пограничного слоя на плоской пластине // Турбулентные течения. – 1970. – С. 37-44.
- [2] Бубенчиков А.М., Харламов С.Н., Комаровский Л.В. Математические модели течения и теплообмена во внутренних задачах динамики вязкого газа – Томск: Томский государственный университет, 1993. – 187 с.
- [3] Симуни Л.М.. Численное решение задач теплообмена при низкотемпературном движении вязкой жидкости в плоской трубе // ИФНС. – 1966. – №1. – С. 86-91.
- [4] Бубенчиков А.М., Харламов С.Н. Математическое моделирование неоднородной анизотропной турбулентности во внутренних течениях. – Томск: Томский государственный университет, 2001. – 488 с.
- [5] Иевлев В.М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. – М.: Наука, 1975. – 256 с.

Моделирование сезонного хода динамики черноморского бассейна при двух различных параметризациях коэффициентов вертикальной турбулентной вязкости и диффузии

Багаев Андрей Владимирович

Морской гидрофизический институт НАН Украины

Демьшев Сергей Германович, д.ф.-м.н.

sevsilverghost@yandex.ru

В численных гидродинамических моделях для параметризации вертикального турбулентного перемешивания часто используются два подхода. В первом рассматривается зависимость коэффициентов турбулентности по вертикали от числа Ричардсона (параметризация Филандера-Пакановского [1]). При реализации второго подхода решается система дифференциальных уравнений для кинетической энергии турбулентности и макромасштаба турбулентности (параметризация Меллора-Ямады 2.5 [2]), на основе которых рассчитываются коэффициенты.

Эти два подхода были использованы при построении климатических течений Черного моря на основе ассимиляции в трехмерной нелинейной модели архивных данных по температуре и солености [3 - 5].

Используемая численная модель основана на полной системе нелинейных уравнений движения и переноса тепла и соли, в приближении Буссинеска, гидростатики и несжимаемости морской воды.

В качестве краевых условий на поверхности использовались поля тангенциального напряжения трения ветра, потоки тепла, осадки и испарения [6, 7].

На дне ставились условия прилипания для компонент вектора скорости и отсутствие потоков тепла и соли. На твердых боковых стенках использовались условия прилипания для нормальной компоненты, скольжения для касательной скорости и отсутствие потоков тепла и соли. На части границы, где вода втекает, задавались условия Дирихле

В начальный момент времени задавались поля уровня моря, горизонтальной скорости, температуры и солености, полученные в работе [8].

Сеточная область представляла собой боксы сетки Arakawa-C, размерами 5×5 км. по горизонтали. По вертикали расчет температуры, солености, уровня моря и горизонтальной скорости течений проводился на 45 неравномерно распределенных горизонтах. Шаг по времени составлял 5 минут. Подсеточная турбулентная вязкость по вертикали параметризовалась с использованием гипотез Филандера-Пакановского и Меллора-Ямады 2.5. Расчет проводился на три года. Признаком установления квазипериодического хода гидротермодинамики моря было поведение кинетической энергии, осредненной по объему и по горизонтам.

Анализ данных численного эксперимента показал, что модель воспроизводит основные элементы циклонической циркуляции Черного моря, включая известные из наблюдений антициклонические вихри. Сравнение численного эксперимента, в котором использовалась параметризация Меллора-Ямады с результатами работы [7], в которой использовалась приближение Филандера-Пакановского, показало следующее.

Наибольшие невязки в поле уровня (около 4 см.) между данными двух расчетов наблюдаются весной и в начале лета вдоль границы северо-западного шельфа. Это область, где холодная водная масса, поступающая с шельфа, опускается вдоль свала глубин и формирует холодный промежуточный слой (ХПС). Также отличия между двумя расчетами наблюдаются вдоль крымского, северной части кавказского и турецкого побережий, где орография характеризуется наличием узкого и крутого склона.

В летний период существенная разница (до 4° С) отмечена между значениями температуры в верхнем перемешанном слое. Отрицательная невязка на глубине 20 м позволяет сделать вывод о том, что в модели с использованием параметризации Меллора-Ямады верхний перемешанный слой прогревается сильнее в результате более интенсивной турбулентной диффузии. Схожая картина наблюдается с июля по октябрь включительно. В остальное время года невязки в ХПС близки к нулевым.

В поле скорости летом в верхнем слое, до глубины 60 м более резко выражено вдольбереговое течение с юга на север, на западной границе бассейна, в шельфовой зоне моря. В целом в течение года горизонтальные течения на северо-западном шельфе более интенсивны (расхождения около 5 см/с).

Список публикаций:

[1] Pacanowski R.C., Philander S.G.H. Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans. *J. Physical Oceanography*. – 1981. – 11. – P. 1443–1451.

[2] Mellor G.L., Yamada T. Development of a turbulence close model for geophysical fluid problems // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1982. 20. P. 851 – 875.

- [3] Демышев С.Г., Коротаев Г.К. Численная энергосбалансированная модель бароклинных течений океана с неравным дном на сетке S // Численные модели и результаты калибровочных расчетов течений в Атлантическом океане. М.: ИВМ РАН, 1992. С. 163–231.
- [4] Кныш В.В., Демышев С.Г., Коротаев Г.К. Методика реконструкции климатической сезонной циркуляции Черного моря на основе ассимиляции гидрологических данных в модели // Морской гидрофизический журнал. - 2002. - № 2. - С. 36-52.
- [5] Белокопытов В.Н. Термохалинная и гидролого-акустическая структура вод Черного моря. Дисс. канд. геогр. наук Севастополь, МГИ НАН Украины 2004. 160 с.
- [6] Дорофеев В.Л., Коротаев Г. К., Ратнер Ю.Б. Система мониторинга гидрофизических полей Черного моря в квазиоперативном режиме // Системы контроля окружающей среды. Средства и информационные технологии. - Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2006. С.150–158.
- [7] Staneva J.V., Stanev E.V. Oceanic response to atmospheric forcing derived from different climatic data sets. Intercomparison study for the Black Sea// Oceanologica Acta. –1998. –V.21(3). –P.383–417.
- [8] Демышев С.Г., Иванов В.А., Маркова Н.В., Черкесов Л.В. Построение поля течений в Черном море на основе вихреразрешающей модели с ассимиляцией климатических полей температуры и солености // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. – Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика. – 2007. – вып. 15. – С. 215–226.

Математическое моделирование турбулентных эффектов при обтекании тел вязкой сжимаемой средой

Бакирова Ольга Фавадисовна

Институт механики Уфимского научного центра РАН

Михайленко Константин Иванович, к.ф.-м.н.

jh.black@mail.ru

В настоящее время одним из основных направлений в численных методах расчета турбулентных течений является решение осредненных уравнений Навье – Стокса. При осреднении по времени в уравнениях возникают новые члены – пульсационные составляющие. Эти новые величины связаны с характеристиками осредненного течения посредством моделей турбулентности.

Для решения уравнения Навье – Стокса выбран метод крупных частиц, который применяется для исследования течения жидкости и газа при наличии больших деформаций и перемещений [1]. Основная идея метода крупных частиц состоит в расщеплении по физическим процессам исходной нестационарной системы уравнений Эйлера, записанной в форме законов сохранения.

В случае отсутствия массовых сил и притока тепла извне, уравнения Навье – Стокса примут вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{W}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho \psi}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \psi \vec{W} - P) &= 0, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \vec{W} - P \vec{W}) &= 0,\end{aligned}\tag{1}$$

где, $\vec{W} = (u, v, \omega)$, $\psi = \{u, v, \omega\}$, P – тензор напряжений, вычисляемый по формуле

$$\vec{W} = (u, v, \omega) \quad P = 2\mu \dot{S} - \left(p + \frac{2}{3}\mu \operatorname{div} \vec{W}\right) I, \text{ где } \dot{S} - \text{тензор скоростей деформаций, } I - \text{единичная матрица.}$$

Для замыкания системы используется уравнение состояния идеального газа:

$$E = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho} + \frac{u^2 + v^2 + \omega^2}{2},\tag{2}$$

где u, v, ω - составляющие скорости на оси x, y, z соответственно, p - давление, ρ - плотность, E - полная энергия, μ - динамическая вязкость.

Стационарное решение получается в результате установления, поэтому весь процесс вычислений состоит из многократного повторения шагов по времени. Расчет каждого временного шага разбивается на 3 этапа: Эйлера, Лагранжева и заключительный. На Эйлеровом этапе учитываются только ускорение жидкости за счет

давления. На Лагранжевом этапе вычисляются эффекты переноса, учитывающие обмен между ячейками при их перестройке на прежнюю эйлерову сетку. На заключительном этапе вычисляются в новый момент времени окончательные значения газодинамических параметров потока на основе законов сохранения энергии, массы и импульса для каждой ячейки и всей системы в целом на фиксированной расчетной сетке.

Для описания турбулентного движения мгновенные значения гидродинамических параметров потока представляются в виде суммы осредненной величины (по времени) и ее пульсационной составляющей. Произведя над уравнениями Навье-Стокса операцию осреднения по времени, получим осредненные уравнения неразрывности, движения и энергии. Полученная система уравнений, описывающая осредненные характеристики турбулентного течения, незамкнута. Для замыкания используются уравнения энергии турбулентных пульсаций и скорости диссипации турбулентных пульсаций [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho k u_k}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) &= P_k - \rho \varepsilon, \\ \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varepsilon u_k}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) &= \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} P_k - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \end{aligned} \quad (3)$$

$\mu_t = c_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon}$, $P_k = \mu_t (2S_{ij}S_{ij})$, где $S_{ij}S_{ij}$ - квадрат осредненного тензора напряжений.

Константами модели являются

$$\sigma_k = 1, \sigma_\varepsilon = 1.3, c_{\varepsilon 1} = 1.44, c_{\varepsilon 2} = 1.92, c_\mu = 0.09.$$

Нами было смоделировано обтекание потоком вязкого газа пластины расположенной под углом 60° и под углом 30° к потоку, как показано на *рис.1* и на *рис.2*.

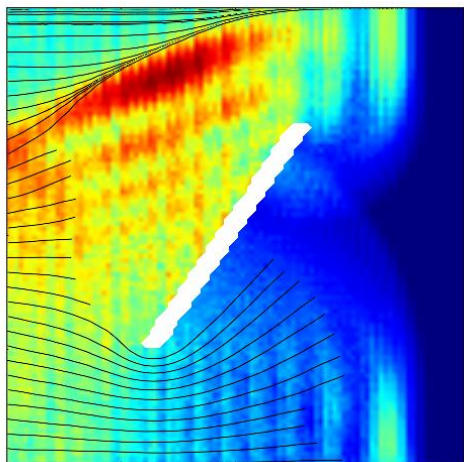


рис.1 Распределение давления при обтекании пластины, расположенной под углом 60°

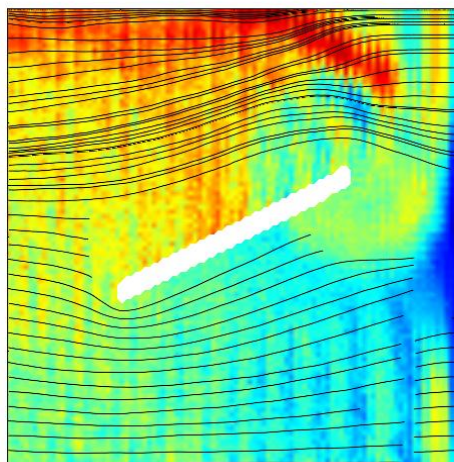


рис.2 Распределение давления при обтекании пластины, расположенной под углом 30°

В качестве граничных условий сверху и снизу было поставлено условие симметрии, слева – была задана скорость, справа условие протекания. Возникающая ударная волна огибает пластину. На рисунках можно видеть возникновение крупномасштабной турбулентности.

Список публикаций:

- [1] Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.392с.
- [2] Белов И.А., Исаев С.А. Моделирование турбулентных течений. Санкт-Петербург, 2001.

Исследование акустического тракта электромагнито – акустического преобразователя при контроле массивных стальных объектов

Балобанов Евгений Николаевич

Ижевский государственный технический университет

Муравьев Виталий Васильевич, д.т.н.

pmkk@istu.ru

Электромагнито-акустический (ЭМА) преобразователь – это устройство, в основе работы которого лежит явление взаимной трансформации упругих и электромагнитных полей. Главные преимущества ЭМА преобразователей - бесконтактность и возможность возбуждения любых типов акустических волн.

Акустическим трактом для эхо-метода называют путь ультразвука от излучателя до отражателя в материале и от отражателя до приемника. Анализ акустического тракта заключается в расчете волновых полей излучателя, отражателя и приемника. Исследование акустического тракта позволяет представлять влияние различных акустических и геометрических параметров ультразвуковых преобразователей, свойств материала объекта контроля на характеристики регистрируемых сигналов для выбора оптимальных режимов работы.

Акустическое поле - область пространства, упругие колебания в точках которого определяются их положением относительно объекта, порождающего это поле. Акустическое поле преобразователя обусловлено типом возбуждаемой (принимаемой) волны, рабочей частотой, свойствами сред в акустическом тракте, диаграммой направленности, формой и размерами излучателя (приемника) [1].

Ослабление ультразвуковых волн является главным ограничивающим фактором при контроле массивных стальных объектов. В твердых телах ослабление вызвано затуханием и расхождением ультразвука. Затухание определяется баллом зерна стали, типом волны, частотой ее колебания, толщиной объекта контроля. Причиной расхождения ультразвуковых лучей является широкая диаграмма направленности преобразователя, зависящая от геометрических параметров излучателя (приемника), типа волны и ее колебательных характеристик [1].

ЭМА метод возбуждения ультразвука основывается на двух физических механизмах: электродинамическом и магнитострикционном. Учет электромагнитных свойств металла и характеристик поляризующего поля позволяет в конкретных ситуациях определить, какой из механизмов вносит основной вклад в ЭМА преобразование [2].

В настоящей работе проведено моделирование акустического тракта ЭМА преобразователя при контроле ободьев цельнокатаных колес поперечными волнами. Исходными данными модели были приняты: толщина обода колеса - 130 мм, номер балла зерна – 5 (0.06 мм), размеры излучателя – 5 мм x 25 мм, направление поперечных волн – по нормали к поверхности ввода. Моделирование производилось в программной среде Mathcad 14.

На рисунке представлены зависимости ослабления амплитуды поперечных волн для серии донных сигналов относительно амплитуды первого донного в серии при различных частотах.

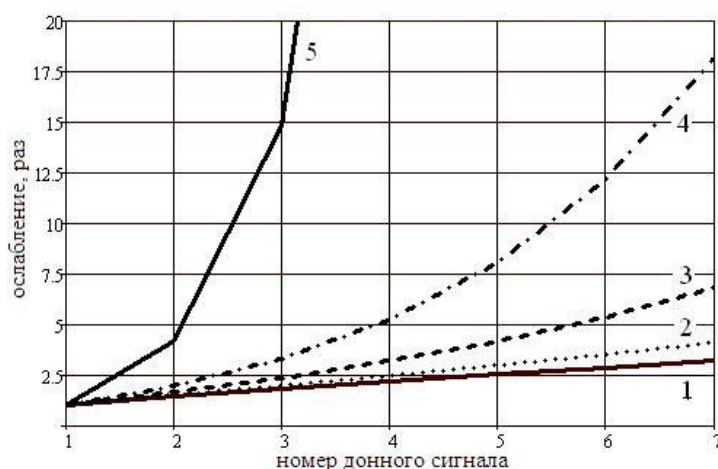


рис.1 Ослабление серии донных сигналов поперечной ультразвуковой волны относительно амплитуды первого донного: 1- 500 кГц; 2- 1.5 МГц; 3- 2 МГц; 4- 2.5 МГц; 5 – 3.5 МГц

Из полученных результатов следует, что ослабление поперечных волн наиболее ярко выражено на высоких частотах. На частоте 3.5 МГц амплитуда третьего донного сигнала меньше амплитуды первого в 15

раз. Приведенные результаты демонстрируют нелинейную зависимость ослабления сигнала от частоты поперечных ультразвуковых волн.

При контроле ободьев цельнокатаных колес наибольший интерес представляет получение серии донных сигналов с наименьшим ослаблением при максимально высокой частоте зондирования. В соответствии с данными (рис.1) частотный диапазон от 2 МГц до 2.5 МГц удовлетворяет этому требованию.

Список публикаций:

[1] *Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. Под общ. ред. Клюева В.В. Т.3: Ультразвуковой контроль / Ермолов И.Н, Ланге Ю.В. – М.: Машиностроение, 2004*

[2] . Буденков Г.А., Недзвецкая О.В. *Динамические задачи теории упругости в приложении к проблемам акустического контроля и диагностики. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004 г. – 136 с*

Экспериментальное исследование конвективных течений бинарной смеси в ячейке Хеле-Шоу с границами конечной теплопроводности

Безматерных Марина Сергеевна

Пермский государственный университет

Бабушкин Игорь Аркадьевич, к.ф.-м.н.

Zabava_marina@mail.ru

В настоящей работе экспериментально исследованы механизмы возбуждения тепловой конвекции в ячейке Хеле-Шоу с теплопроводными границами для бинарной жидкости с известными термодиффузионными свойствами. В качестве бинарной смеси использовалась 10 % смесь спирта с водой. Показано, что в отличие от однородных жидкостей, в смеси наблюдается жесткое возбуждение конвекции, имеют место специфичные переходные течения и колебательные режимы конвекции.

Наличие колебательных режимов в бинарных смесях при малых надкритичностях может играть существенную роль в практических приложениях, например, при промышленном разделении изотопов в вертикальной термодиффузионной колонне. На борту космических аппаратов чрезвычайно важно контролировать концентрацию различных компонентов смесей в замкнутых полостях. Это может быть распределение газовых примесей в отсеках, где живут космонавты или распределение компонентов жидкого топлива в баках. Кроме того, поведение жидких смесей при наличии стратификации по температуре, а также при внешнем инерционном воздействии имеет широкое применение в промышленности и технике.

В экспериментальных исследованиях использовалась ячейка Хеле- Шоу. Устройство конвективной камеры представлено на рис. 1.

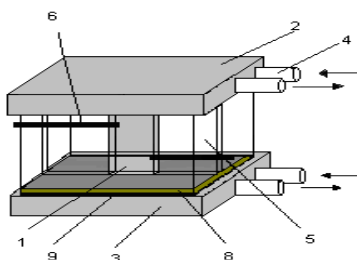


рис.1 Устройство конвективной камеры

Ячейка (1), представляет собой полость высотой $h = 40$ мм, длиной $l = 20$ мм и толщиной $2d = 2,0$ мм, ограниченную сверху и снизу алюминиевыми теплообменниками (2,3), толщиной 16 мм. С боковых сторон, полость ограничивается плексигласовым массивом (5). Так же имеется датчик теплового потока (8), обеспечивающей однородную температуру на границе с рабочей полостью, в который помещён спай дифференциальной термодпары измеряющей разность температур на рабочем слое. Между датчиком теплового потока и горячим теплообменником расположена теплоизолирующая прослойка из плексигласа толщиной $d_{пр} = 1,3$ мм (9). Зная коэффициент теплопроводности, толщину теплоизолирующей прослойки и разность температур на её границах, можно вычислить плотность теплового потока. Считая толщину массива из плексигласа большой по сравнению с толщиной рабочего слоя, можно приближенно считать, что плотность теплового потока через рабочий слой равна плотности теплового потока через теплоизолирующую прослойку (метод Шмидта- Мильвертона). Воспользовавшись графиком зависимости перепада температур на

теплоизолирующей прослойке $\Delta T_{пр}$ от разности температур на рабочем слое $\Delta T_{сл}$ можно построить зависимость числа Нуссельта от температуры на слое или от числа Рэлея. Число Нуссельта находим по формуле:

$$Nu = \frac{\left(\frac{\Delta T_{пр}}{\Delta T_{сл}} \right)}{\left(\frac{\Delta T_{пр}}{\Delta T_{сл}} \right)_{\text{мол}}} - 1$$

На рис. 2 показаны результаты эксперимента. Видно, что при перепаде температур на слое от 0.9 °C до 2.7 °C возникает одновихревое течение, интенсивность которого с ростом разности температур на слое в начале увеличивается, а затем уменьшается. При этом до 1°C, судя по показаниям термопары измеряющей конвективные искажения температурного поля в кювете, движение является монотонным. При дальнейшем уменьшении интенсивности течения с ростом перепада температуры нарастает колебательный режим одновихревого течения. В интервале температур от 2.7°C до 4°C одновихревое течение переходит в двухвихревое. Один вихрь занимает приблизительно 2/3 рабочей полости. А второй вихрь находится в правом нижнем углу. При перепаде температур равном 4°C интенсивно развивается двухвихревое течение с симметричными вихрями. Скорость течения при этом составляет порядка 0,09 мм/с. С ростом перепада температур наблюдается плавное увеличение интенсивности двухвихревого течения. И при перепаде температур 4,1°C двухвихревое течение переходит в трехвихревое. На рис.3 представлен график зависимости перепада температур на прослойке от перепада температур на слое со схемами структуры течения в ячейке Хеле-Шоу. При перепаде температур от 1°C до 3°C зависимость линейная, которая терпит излом при перепаде ~ 3°C, тем самым, характеризуя смену конвективного течения. По данным рис. 3 была построена зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея (рис. 4). Видно, что порог нарушения устойчивости механического равновесия находится в области малых значений числа Рэлея ($Ra < 0,1$). У одновихревого течения и течения, состоящего из двух несимметричных вихрей, тепловой поток практически одинаков. У двух-трехвихревого течения с ростом числа Рэлея значение числа Нуссельта растет.

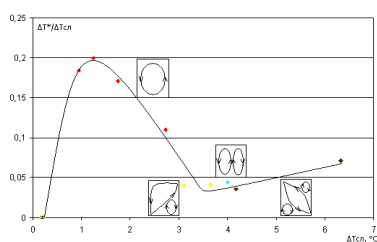


рис.2 График зависимости относительного значения сигнальной дифференциальной термопары на середине слоя от перепада температур на слое

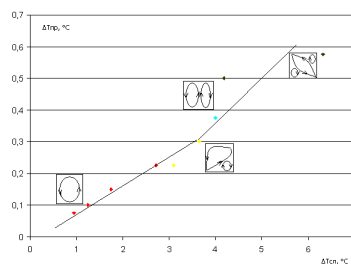


рис.3 График зависимости перепада температур на прослойке от перепада температур на слое

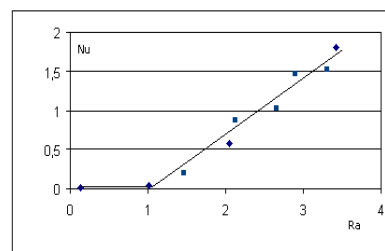


рис.4 График зависимости числа Нуссельта от числа Рэлея

На основе проведённых экспериментальных и теоретических исследований режимов конвективных течений бинарной смеси показано, что рост интенсивности конвективного одновихревого течения происходит монотонно, а уменьшение его интенсивности с ростом числа Рэлея сопровождается увеличением колебательного режима. Исследованы структуры конвективных режимов в интервале числа Рэлея от 0,1 до 3. Показано, что одновихревое течение сменяется несимметричным двухвихревым, затем возникает симметричное двухвихревое течение, которое сменяется трехвихревым.

Исследование устойчивости конвективного движения неньютоновской жидкости в пористой среде

Волкова Екатерина Валерьевна

Институт механики Уфимского научного центра РАН

Урманчиев Саид Фёдорович, д.ф.-м.н.

afrokate@yandex.ru

Исследование особенностей развития тепловой конвекции в нефти, газожидкостных системах, растворах полимеров и поверхностно-активных веществ, обладающих релаксационными свойствами (сдвиговой упругостью, ползучестью, нормальными напряжениями) представляет значительный интерес. Влиянию

релаксационных свойств жидкости на возникновение, развитие и устойчивость термоконвективного движения в пористых средах посвящено множество работ, обзор которых можно найти в [1].

Рассмотрим термоконвективное движение релаксирующей жидкости в пористом горизонтальном плоском слое толщиной h , подогреваемом снизу. При этом верхняя и нижняя границы слоя являются непроницаемыми. Для записи уравнений движения используем приближение Буссинеска [2]. Наличие неравновесных эффектов приводит к необходимости использовать вместо классического закона фильтрации Дарси релаксационный закон фильтрации вида:

$$\left(1 + \tau_1 \frac{\partial}{\partial t}\right) \vec{v} = -\frac{k}{\mu} \left(1 + \tau_2 \frac{\partial}{\partial t}\right) \nabla p$$

где $\vec{v}$ - скорость фильтрации, p - давление жидкости, τ_1, τ_2 - времена релаксации, k - проницаемость пористой среды, μ - вязкость жидкости.

Введем функцию тока $\psi(x, y, t)$ и функцию отклонения температуры от начального профиля $\theta(x, y, t)$, и разложим их в ряды по собственным функциям линеаризованной краевой задачи [3]. Ограничиваясь лишь первыми членами ряда и членами, полученными в результате их нелинейного взаимодействия, получим:

$$\psi = \frac{\sqrt{2}(1+a^2)\chi}{ac} \cdot X(t) \cdot \sin\left(\frac{\pi a}{h}x\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{h}y\right) \quad (1)$$

$$\theta = \frac{R_c \delta T}{\pi R} \left[\sqrt{2} Y(t) \cdot \cos\left(\frac{\pi a}{h}x\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{h}y\right) - Z(t) \cdot \left(\frac{2\pi}{h}y\right) \right] \quad (2)$$

где χ - температуропроводность жидкости, δT - разность температур между верхней и нижней границами пористого слоя, $c = \frac{\rho_1 c_1}{m \rho_1 c_1 + (1-m) \rho_2 c_2}$, ρ_i, c_i ($i=1,2$) - плотность и теплопроводность жидкости и

пористой среды, $R = \frac{agh^3 \delta T}{v \chi}$, $R_c = \frac{\pi^2(1+a^2)^2}{a^2}$ - параметр Рэлея и его критическое значение для задачи о термоконвекции вязкой ньютоновской жидкости в пористой среде, $X(t)$ - интенсивность конвективного движения, $Y(t)$ - разность температур между восходящим и нисходящим потоками. Переменная $Z(t)$ пропорциональна отклонению вертикального профиля температуры от линейного.

Подставляя (1), (2) в уравнения математической модели, получим следующую нелинейную динамическую систему уравнений [3]:

$$\begin{cases} \frac{\partial X}{\partial t} = -\frac{D_2}{D_1} XZ - \frac{1-rD_2}{D_1} X + \frac{1-D_2}{D_1} Y, \\ \frac{\partial Y}{\partial t} = -XZ + rX - Y \\ \frac{\partial Z}{\partial t} = XY - bZ \end{cases} \quad (3)$$

$$\text{где } D_i = \tau_i \left(\frac{\pi}{h}\right)^2 (1+a^2), i=1,2, \quad r = \frac{R}{R_c}, \quad b = \frac{4}{1+a^2}.$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (3) решалась численно с использованием метода Рунге-Кутты четвертого порядка. Значения постоянных параметров: $D_1=0.1$, $b=8/3$.

При $D_2=0.5$ в системе возникает конвективное движение, которое не теряет устойчивости ни при каких значениях параметра r (рис.1). Если $D_2=1.2$, устойчивость нарушается при числах Рэлея, меньших критического, а притягивающим множеством становится предельный цикл. При $D_2=2.2$ и $r=0.5$, появляется предельный цикл, который при дальнейшем увеличении r испытывает причудливые бифуркации.

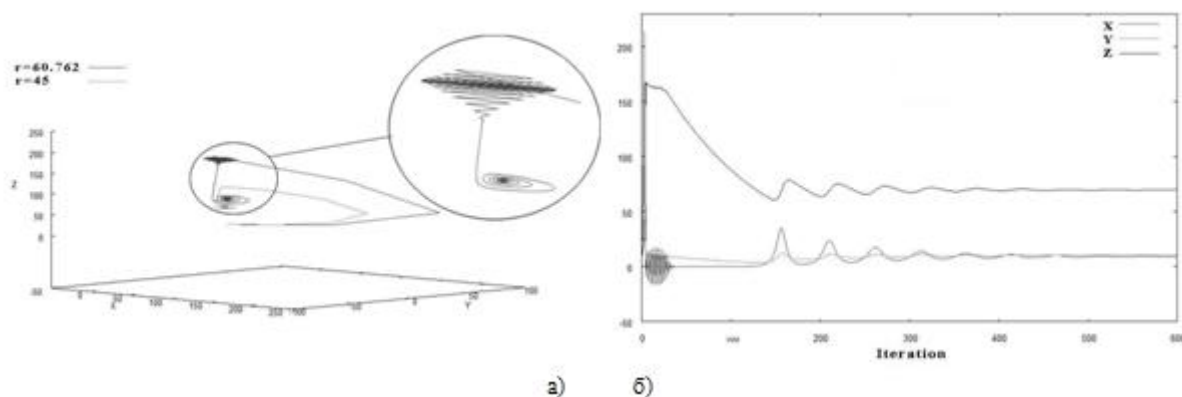


рис.1 Фазовые портреты при $r=60.762$, $r=45$ а) и графики $X(t)$, $Y(t)$, $Z(t)$ при $r=60.762$ б).

Показано, что для конвективного движения в пористой среде характерно наличие периодических колебаний. Фазовый портрет физических параметров при этом представляет собой предельные циклы, количество которых с ростом числа Рэлея увеличивается. При достаточно больших значениях числа Рэлея хаотического движения в системе не происходит, система переходит в режим автоколебаний с фазовым портретом в форме предельного цикла.

Список публикаций:

- [1] Ахатов И. Ш., Байков В. А., Хасанов М. М. Неустойчивость и хаос в гидродинамике. Учебное пособие. – Уфа: Издательство БашГУ, 1991. – 92с.
- [2] Геришун Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости - М.:Наука, 1972. – 392с.
- [3] Лоренц Э. Детерминированное непериодическое течение // Странные аттракторы. Серия: Новое в зарубежной науке. Математика. М.: Мир, 1981. Вып. 22. – с.88-116
- [4] Saltzman B. Finite amplitude free convection as an initial value problem // Journal of the atmospheric science. – 1962. – Vol.19, Issue 4 – P.329-341.

Анализ фазовых скоростей изонормальных упругих волн в кристалле ниобата лития на основе приближенной аналитической теории

Голубева Анна Александровна

Зюрюкин Юрий Анатольевич

Саратовский государственный технический университет

Зюрюкин Юрий Анатольевич, д.ф.-м.н.

annamoroz@mail.ru

В кристалле скорость распространения упругих волн и их поляризация зависят от направления распространения относительно кристаллографических осей. В общем случае при любом заданном направлении волновой нормали могут распространяться три волны с различными фазовыми скоростями и взаимно ортогональными векторами поляризации. Волна, вектор смещения которой составляет наименьший угол с направлением распространения, называется квазипродольной. Две другие волны, направления колебаний в которых почти перпендикулярны направлению распространения, называются квазипоперечными. Определение фазовых скоростей (или фазовых постоянных) трех существующих упругих волн, а также разнообразных их параметров, включая направления поляризаций смещений, коэффициенты электромеханической связи, направления и величины групповых скоростей и т.д. является основной задачей кристаллоакустики. В существующей ныне "классической теории" она решается с помощью уравнений Кристоффеля. Особенностью подобного анализа является то, что он сопряжен с необходимостью решения алгебраического уравнения третьей степени относительно фазовых скоростей трех существующих в заданном направлении нормальных упругих волн. Это решение в аналитическом виде затруднено, поэтому данный метод приводит к необходимости численного анализа вначале собственных значений (фазовых скоростей), а затем и собственных функций (структуры и полного набора параметров) нормальных упругих волн. Ясно что, указанный путь страдает отсутствием наглядности и частностью получаемых результатов.

В работе предложено аналитическое решение задачи о распространении плоских упругих волн в кристаллах, при произвольном выборе направления движения волны по отношению к кристаллографическим осям. Данная теория предполагает в общем случае наличие пьезоэффекта и не ограничена каким-либо определенным классом симметрии. Она выгодно отличается своей общностью и наглядностью полученных

результатов. Этот путь решения связан с предварительной нормализацией упругих волн, когда, в первую очередь, определяется структура механических смещений трех возможных упругих волн в среде, а лишь затем отыскиваются волновые числа и другие параметры этих волн. Фактически он связан с отысканием такой новой системы координат, в которой упругие волны нормализуются, т.е. механические смещения, соответствующие каждой из трех независимых волн, направлены по осям этой новой системы координат. В ходе анализа была введена система координат, связанная с направлением распространения плоских упругих волн. Путем совместного решения уравнений движения, материальных уравнений и уравнений Максвелла, записанных в тензорной форме, в этой системе координат, была получена система уравнений относительно различных компонент вектора механического смещения.

$$\rho \frac{\partial^2 u'_i}{\partial t^2} = \bar{c}'_{i33m} \frac{\partial^2 u'_m}{(\partial x'_3)^2}, \quad (1)$$

где u'_i - соответствующая компонента вектора смещения в системе координат, связанной с направлением распространения волны; ρ - плотность возмущенной среды; $\bar{c}'_{i33m}$ - тензоры модулей упругости в повернутой относительно кристаллографической системе координат в соответствии с выбранным направлением движения волны, причем эти модули “ужесточены” пьезоэффектом; x'_3 - направление распространения плоских упругих волн.

После второго преобразования координат, связанного с нормализацией упругих волн, данная система преобразуется в три независимых друг от друга волновых уравнения, каждое из которых определяет ту или иную упругую волну. Все остальные параметры упругих волн легко могут быть определены при наличии известных после первого преобразования координат элементов тензоров или матриц упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных. С помощью предложенного метода были рассчитаны фазовые скорости трех упругих волн в любом заданном направлении в кристалле ниобата лития (LiNbO₃). Направление распространения задавалось двумя углами θ и ϕ . Причем, если кристалл окружить сферой, на которую проецируются плоскости и направления, то ϕ – полярное расстояние, отсчитываемое по меридиану от северного полюса, а θ – долгота, отсчитываемая по экватору от нулевого меридиана. Результаты расчета для квазипродольной волны представлены в виде карты, выполненной в стереографической проекции. Значения скоростей на карте изображались в виде линий постоянной величины (рис. 1.). Скорости даны в км/с.

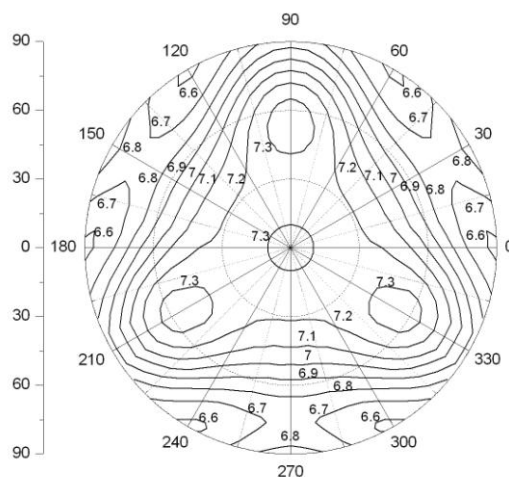


рис. 1 Распределение фазовых скоростей в зависимости от направления распространения для квазипродольной волны в кристалле ниобата лития.

Представленный метод позволяет с высокой точностью определить значение скорости в любом заданном направлении в кристалле, что может помочь при разработке акустоэлектронных устройств. В дальнейшем с помощью предложенного метода планируется определение других параметров упругих волн, в том числе направления и скорости переноса энергии нормальными упругими волнами.

Решение кинетического уравнения в задаче о вращении сферической частицы

Евсеева Светлана Сергеевна

Орловский государственный университет

Савков Сергей Анатольевич

cwetaevseeva@yandex.ru

Изучение процесса увлечения газа вращающейся в нём частицей представляет теоретический и практический интерес. В первую очередь это необходимо для расчёта силы трения, действующей на частицу. Кроме того, обработка экспериментальных данных позволяет определять характер взаимодействия газа с поверхностью находящегося в нём тела, в частности, коэффициент аккомодации импульса.

В данной работе развивается модификация метода полупространственных моментов, предложенная ещё в работах [1-2] для описания процесса теплопереноса. В качестве критерия точности, который в рамках решения данной задачи, даёт возможность вычисления коэффициента изотермического скольжения, характер зависимости результатов от числа удерживаемых моментов в функции распределения при их последовательном увеличении.

Состояние окружающего сферическую частицу газа определяется кинетическим уравнением:

$$\mathbf{v} \nabla f = J_{st} [f], \quad (1)$$

где $\mathbf{v}$ – собственная скорость теплового движения молекул газа, f – функция распределения; J_{st} – интеграл столкновений. Решение уравнения (1) будем искать в виде:

$$f = f_0 (1 + h), \quad (2)$$

здесь $f_0 = n (m / 2 \pi k T)^{3/2} \exp(-c^2)$, $\mathbf{c} = \sqrt{m / 2 k T} \mathbf{v}$, m – масса молекул газа, n – концентрация молекул, T – температура газа, k – постоянная Больцмана.

Последовательно умножая преобразованное уравнение (1) на моменты функции распределения и последующего интегрирования по всему пространству скоростей получим систему моментных уравнений. В результате численного решения полученной системы моментных уравнений определяем коэффициент изотермического скольжения

$$C_m = 1,1463. \quad (3)$$

Полный момент силы трения, действующий на поверхность сферической частицы рассчитывается по формуле:

$$M = -2\pi R^3 \int_0^\pi \sigma_{r\varphi} \sin^2 \Theta d\Theta, \quad (4)$$

Компонента $\sigma_{r\varphi}$ выражается через функцию распределения и равна $\sigma_{r\varphi} = -2\pi^{-3/2} \int \exp(-c^2) c_r c_\varphi h d^3c$.

Здесь c_r – проекция скорости молекул газа на направление $\mathbf{r}$.

В свободномолекулярном режиме момент сил трения $M = -8\pi R^3 \mu \omega$, где μ – динамическая вязкость, ω – угловая скорость, R – радиус частицы, что находится в соответствии с классическим результатом [3].

В газодинамическом режиме: $M = -8\pi R^3 \mu \omega / (1 + 3C_m Kn)$, где Kn – число Кнудсена.

График зависимости момента сил трения, при разном количестве аппроксимаций N , от числа Кнудсена представлен на *рис. 1*.

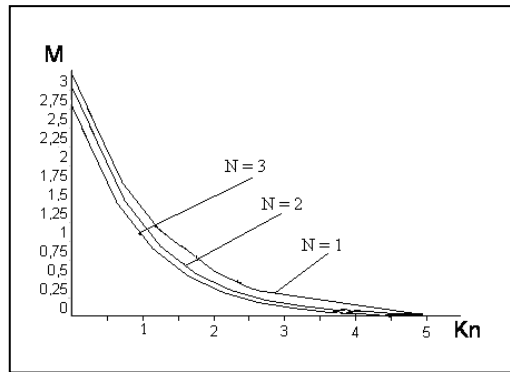


рис.1 Зависимость момента сил трения от числа Кнудсена

В результате решения методом полупространственных моментов задачи о вращении сферической частицы в неограниченном газе проанализирован момент сил трения. Показано, что представленная теория дает значение коэффициента изотермического скольжения, близкое к точному. Основным преимуществом этого подхода является возможность удовлетворить всем законам сохранения при минимальном количестве моментов функции распределения, что определяет возможность получения результата в аналитическом виде. К достоинствам этого метода также необходимо отнести тот факт, что используемая при стандартном подходе функция распределения адекватно описывает поведение сферической частицы как в газодинамическом, так и в свободномолекулярном режимах.

Список публикаций:

- [1] Савков С.А., Тюлькина Е.Ю. О вычислении потока тепла от сферической частицы в молекулярном газе // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В 1. С. 63-68.
- [2] Алешин П.С., Савков С.А. О решении кинетического уравнения в задаче вычисления потока тепла между концентрическими сферами // ЖТФ. 2005. Т. 75. В 5. С. 60-64.
- [3] Коган М.Н. Динамика разреженного газа. Кинетическая теория // М.: Наука. 1967. 440 С.

Портативный автономный бесконтактный измеритель длин труб «Эхо-3»

Кузнецов Алексей Владимирович

Ижевский государственный технический университет

Стрижак Виктор Анатольевич, к.т.н.

Lxx-kun@mail.ru

Существует техническая задача по контролю длины насосно-компрессорных труб при плановой разборке скважины в полевых условиях, а также на трубных базах, где контроль рулеткой представляет трудности, поскольку для контроля трубы приходится извлекать ее из стеллажа. Акустический метод измерения длины трубы позволяет существенно ускорить этот процесс, по сравнению с методом измерения обычной рулеткой, он позволяет контролировать длину трубы при доступе только к одному из ее концов, измерять не прямые участки длин труб. Метод основан на измерении отрезка времени, между акустическим импульсом, отправленным в пространство трубы, и временем приема импульса, отраженного от открытого конца трубы. Зная скорость распространения импульса, равную скорости распространения звука в воздухе, можно вычислить длину трубы:

$$L = t \cdot c / 2, \quad (1)$$

где L – длина трубы, t – суммарное время прохождения сигнала в прямом и обратном направлении, c – скорость звука. Поскольку акустический импульс распространяется в полости трубы, т.е. не зависит от материала волновода.

Современные акустические измерители длин труб разработаны на базе интуитивно- экспериментального подхода и не учитывают особенности распространения и искажения акустических импульсов в межтрубном пространстве. В частности, относительная погрешность, указанная, в паспорте таких приборов не превышает 0,15%, однако на практике только погрешность, обусловленная колебанием температуры на один градус ведет к относительной погрешности 0,3%. Целью научного исследования являлось изучить процессы распространения акустической волны в трубе, построить математическую модель и обосновать возможность построения прибора с заданной погрешностью. На основе полученной модели рассчитаны научно-обоснованные параметры прибора, сделанные на основании особенностей распространения акустических волн в пространстве волновода, с учетом параметров затухания, дисперсии скорости, коэффициентов отражения и прозрачности на перепадах

сечения, зависимости скорости звука от температуры и атмосферного давления. На их основе составлены таблицы погрешностей, введенных в память прибора.

Акустический портативный автономный бесконтактный измеритель длин труб «Эхо-3» (рис.1) предназначен для измерения длин, заполненных воздухом, акустических волноводов, ограниченных стенками металлических, пластмассовых и других труб (оболочек) круглого, прямоугольного или произвольного сечения, относительно постоянного сечения по длине волновода. Принцип действия прибора основан на относительном постоянстве скорости распространения акустических импульсов в газе, наполняющем измеряемый волновод. Прибор измеритель длин труб «Эхо-3» позволяет проводить измерение линейных размеров труб с индикацией результата измерения и производить накопление результатов измерений в энергонезависимой памяти для последующего просмотра и суммирования.



рис.1 Измеритель длин труб «ЭХО-3»

Принцип действия: излучатель прибора, электродинамическая головка, посылает в волновод зондирующий импульс. Ответный сигнал формируется областью низкого давления, создаваемой излучаемым сигналом на выходе измеряемой трубы. Отраженный сигнал принимается датчиком давления и преобразуется в электрический сигнал, результат выводится на экран.

После вычисления длины трубы результат отображается на индикаторе. Результат измерения может быть записан в энергонезависимую память для последующего просмотра и суммирования. При необходимости записанные результаты измерений могут быть удалены из памяти прибора.

Преимущества прибора: измерение длины трубы расположенной как в пакете, так и на стеллаже; возможность быстрого измерения не прямых участков длин труб; малое время измерения длины трубы (менее 1 секунды); калибровка прибора для разных климатических условий и разных диаметров труб.

Основные технические данные: прибор может измерять трубы диаметром от 10 до 90 мм и длиной от одного до 20 метров, относительная погрешность при этом составляет 1%; давление в измеряемых трубах – атмосферное; время вычисления длины трубы не более, сек. – 1; питание – 6 батареек типа АА, время в режиме ожидания от одного комплекта батарей, дней – 160, время непрерывной работы от одного комплекта батарей, количество измерений – 2000, способ возбуждения сигнала – электродинамический; масса – 3 кг; габаритные размеры 300×140×160.

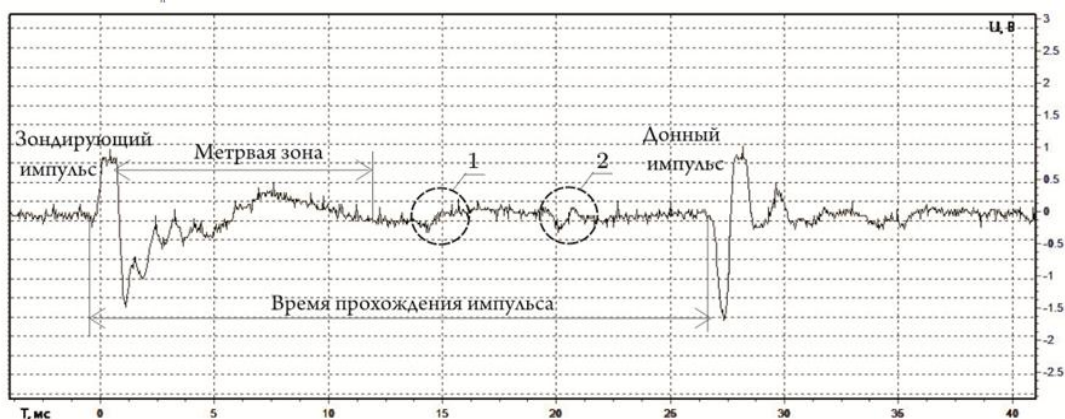


рис.2 Эхограмма снятая с трубы длиной 2,57 метров: 1. Импульс, отраженный от отверстия в трубе диаметром 3 мм на расстоянии 227 см от начала трубы 2. Импульс, отраженный от цилиндрического дефекта диаметром 15 мм и протяженностью 5 см на расстоянии 340 см от начала трубы

На рис.2 показана эхограмма, снятая с датчика давления прибора. Анализ эхограммы показывает, что метод имеет высокую чувствительность к сквозным дефектам, при малой чувствительности к посторонним

объектам в пространстве трубы. Данная особенность открывает перспективы развития прибора, как дефектоскопа сквозных дефектов в трубах.

Прибор обладает, по сравнению с аналогами, более высокой точностью, и меньшей стоимостью. Трубомер может быть использован в нефтяной и газовой промышленности, на предприятиях народного хозяйства в складских и полевых условиях.

Исследование влияния запаздывания управляющего воздействия на устойчивость механического равновесия конвективной системы

Кучукова Марина Тахировна

Пермский государственный университет

Зюзгин Алексей Викторович, к.ф.-м.н.

marinakuchukova@mail.ru

В последнее время проблема управления процессами тепломассопереноса и стабилизации механического равновесия жидкости вызывает значительный интерес. Результаты исследований по этой теме могут найти широкое применение в прикладных задачах таких, как поддержание равновесного состояния жидкости для устранения негативного влияния конвективных течений на рост монокристаллов в условиях слабых переменных гравитационных полей, имеющих место на орбитальных станциях.

В данной работе исследуется автоматическое управление с обратной связью устойчивостью равновесия жидкости в конвективной петле, а также влияние осложняющего фактора, такого как запаздывание сигнала. Известно, что такая система, с одной стороны, во многом моделирует тепломассоперенос в замкнутых полостях, а с другой – значительно проще для исследования в силу квази-одномерности течения.

Конвективная петля (термосифон) представляет собой два вертикальных, связанных на концах канала, заполненных жидкостью и размещенных в твердом теплопроводном массиве, в котором задается однородный градиент температуры. В качестве управляющего воздействия выбирается отклонение каналов термосифона от вертикального положения. Для этого конвективная камера имеет ось вращения и может поворачиваться в плоскости каналов.

Автоматическое управление с пропорциональной обратной связью осуществлялось с помощью ПЭВМ. Сигнал датчика, пропорциональный скорости конвективного движения, считывался компьютером, который вычислял угол отклонения термосифона и управлял шаговым двигателем, поворачивающим кювету.

В результате проведенных экспериментов построена карта режимов движения в плоскости параметров "относительное число Рэлея $г$ - коэффициент усиления обратной связи k " при времени запаздывания 60 сек (рис.1). В интервале $г < 1$ жидкость находится в состоянии покоя. В диапазоне $г > 1$ устойчивость механического равновесия нарушается и возбуждается стационарное конвективное течение. Граничная кривая 1 разделяет области параметров А и В. В области А интенсивность конвективного течения уменьшается, но течение не может быть подавлено полностью. Область В соответствует таким параметрам, при которых динамически стабилизированное квазиравновесие может поддерживаться достаточно долго. Граничная линия 2 соответствует срыву устойчивости динамически стабилизированного квазиравновесия и возникновению нестационарного режима. В области параметров С карты устойчивости, расположенной выше кривой 2, при больших значениях k стабилизированное квазиравновесие снова теряет устойчивость и реализуется колебательный режим движения жидкости.

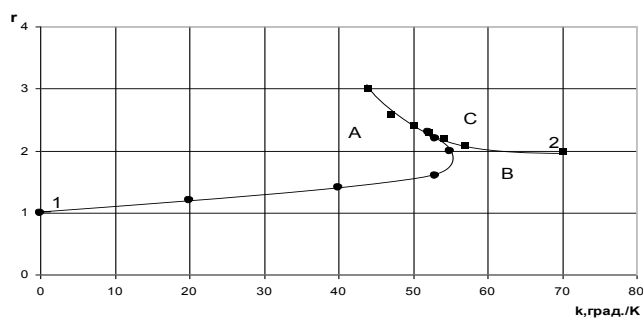


рис.1 Зависимость относительного числа Рэлея от коэффициента усиления.

Из карты режимов течения видно, что при увеличении запаздывания сигнала на вход управляющего устройства, эффективность управления снижается, но оно остается возможным. Для достижения поставленной перед управлением задачи необходимо увеличивать динамическое воздействие на управляемую систему. Однако это может привести к обратному результату, когда управление будет генерировать колебательный режим движения, срывающий устойчивость стабилизированного механического равновесия конвективной системы. Простейший способ избежать этого - минимизировать запаздывание сигнала обратной связи.

Процессы сепарации мелкодисперсных частиц в восходящем спиральном потоке газа

Марьин Дмитрий Фагимович

Уфимский государственный авиационный технический университет

Михайленко Константин Иванович, к.ф.-м.н.

marcom.dimar@gmail.com

Задачи осаждения, сепарации твёрдых полидисперсных систем возникают во многих отраслях промышленности. В данной работе исследуются процессы, связанные с сепарацией дисперсных частиц под действием центробежных и гравитационных сил в восходящем потоке вязкого сжимаемого газа в цилиндрической области. Рассматривается двухфазная среда, состоящая из несущей фазы, представляющей собой совершенный газ, и дисперсной фазы, состоящей из гладких сферических частиц с небольшой концентрацией. Частицы не оказывают обратного влияния на характеристики потока; столкновения, дробления и коагуляция частиц отсутствуют. Частицы перемешаются под влиянием силы Стокса, действующей со стороны несущей фазы.

С учетом сказанного математическая модель может быть записана в виде двух последовательных этапов. На первом этапе решаем систему уравнений Навье – Стокса динамики вязкого сжимаемого газа для описания течения несущей среды:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{W}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho \psi}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \psi \vec{W} - P) &= 0, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \vec{W} - P \vec{W}) &= 0,\end{aligned}\tag{1}$$

где $\vec{W} = (u, v, w)$, $\psi = \{u, v, w\}$, P – тензор напряжений, вычисляемый по формуле

$$P = 2\mu \dot{S} - \left(p + \frac{2}{3}\mu \operatorname{div} \vec{W}\right)I, \text{ где } \dot{S} \text{ – тензор скоростей деформаций, } I \text{ – единичная матрица.}$$

После нахождения поля скоростей газа на втором этапе решается задача о траекториях частиц, которые в цилиндрической системе координат описываются уравнениями [1]:

$$\begin{aligned}\frac{du_p}{dt} - \frac{v_p^2}{r} &= \frac{f_r}{m}, \\ \frac{dv_p}{dt} + \frac{u_p v_p}{r} &= \frac{f_\varphi}{m}, \\ \frac{dw_p}{dt} &= \frac{f_z}{m} + g,\end{aligned}\tag{2}$$

где g – ускорение свободного падения, m – масса частицы, (u_p, v_p, w_p) – компоненты вектора скорости частицы, а (f_r, f_φ, f_z) – компоненты силы Стокса, действующей на частицу:

$$\vec{f} = 3\pi\eta d(\vec{W} - \vec{W}_p).$$

В случае установившегося течения, полученного из решения системы уравнений (1), система уравнений (2) может решаться независимо для введенных нами исходных предположений.

Система уравнений Навье – Стокса решается методом крупных частиц [2]. Этот метод позволяет получить характеристики нестационарных течений газа, а также – с помощью процесса установления – их стационарные значения. Основная идея состоит в расщеплении по физическим процессам нестационарной системы уравнений, записанной в форме законов сохранения (1).

Были проведены исследования движения и сепарации мелкодисперсных частиц в восходящих спиральных потоках вязкого сжимаемого газа в свободном цилиндрическом канале (рис.1.) и в цилиндрических каналах с перегородками (рис.2.). Из рисунков видно, что наличие перегородок улучшает процесс осаждения частиц. Так же в работе были выполнены количественные оценки осаждения частиц в зависимости от их масс и размеров.

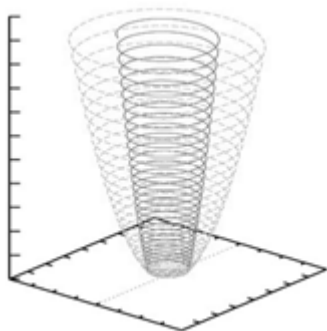


рис.1 Траектории движения частиц в свободном канале

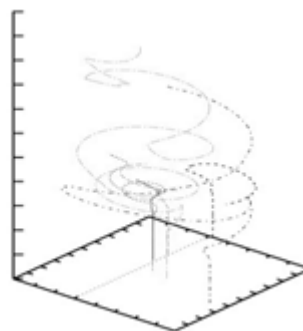


рис.2 Траектории движения частиц в канале с перегородками

Список публикаций:

- [1] Михайленко К. И., Урманчеев С. Ф. Математическое моделирование спиральных течений дисперсных систем // Труды Математического центра им. Н. И. Лобачевского. Т. 27. / Казанское математическое общество. Модели механики сплошной среды. // Материалы XVII сессии Международной школы по моделям механики сплошной среды. – 2004. – С. 182.
[2] Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. – М.: Наука, – 1982. 392 с.

Поглощение звука в слое газа, сформированном на твердой стенке

Невеселова Ксения Васильевна

Санкт-Петербургский государственный морской технический университет

Легуша Федор Федорович, д.ф.-м.н.

neve_ksyunik@mail.ru

В работе рассматривалась задача о взаимодействии плоской гармонической звуковой волны, распространяющейся в воздухе, с плоским бесконечным слоем газа, сформированным вблизи поверхности твердого абсолютно теплопроводного тела. Газ удерживался у поверхности твердого тела посредством тонкой звукопрозрачной полимерной пленки, непроницаемой для молекул газа.

Как показано в статье [1], для увеличения поглощения звука слой целесообразно заполнить газом, в котором наблюдается явление акустической колебательной релаксации. Наиболее подходящим газом для этой цели является углекислый газ. При стандартных условиях ($P_0 = 1,0$ ат, $T_0 = 293,0$ К) его релаксационная частота $f_p = 34,5$ кГц. Для того чтобы повысить диссипацию акустической энергии в слое нижней части звукового диапазона частот, необходимо уменьшить значение f_p , не изменяя статическое давление P_0 . Это можно сделать, если добавить в CO_2 другой газ, например, аргон или азот. По этой причине в качестве газа, заполняющего слой, выбрана бинарная смесь, состоящая из 25% CO_2 и 75% Ar.

В статье [1] расчеты частотной зависимости коэффициента поглощения звука сделаны без учета диссипации звука в акустическом пограничном слое (АПС) границы газ – твердое тело. Диссипация акустической энергии в АПС возникает в результате затухания неоднородных вязких и тепловых волн, возбуждающихся на поверхности твердого тела при взаимодействии с ней звуковой волны. Согласно Б. П. Константинову [2], диссипация акустической энергии в АПС может быть учтена, если акустический импеданс твердой абсолютно теплопроводной стенки записать в виде

$$Z = \frac{(1-i)\rho c}{2(b_{11} + b_{21} \sin^2 \theta)}, \quad (1)$$

где i – мнимая единица; ρ , c – плотность, скорость звука в смеси 25% CO_2 и 75% Ar соответственно; $b_{11} = (\gamma - 1)\sqrt{\pi \chi f / \gamma C_p P_0}$ – коэффициент поглощения звука поверхностью твердого тела; $b_{21} = \sqrt{\pi \eta f / \gamma P_0}$ – коэффициент поглощения звука в пограничном слое, обусловленный вязкостью среды; $\gamma = C_p / C_v$ – постоянная адиабаты; C_p , C_v – теплоемкости при постоянном давлении и объеме соответственно; χ – теплопроводность; f – частота звуковой волны; η – динамическая вязкость; θ – угол падения волны.

Наличие формулы (1) позволяет нам для расчета коэффициента поглощения звука слоем, с учетом потерь в АПС, использовать известную методику расчета акустических параметров, разработанную Л. М. Бреховских [3]. Наличием звукопрозрачной пленки при проведении расчетов не учитываем. Результаты расчетов для случая нормального падения звуковой волны на слой показаны на *рис.1*. Толщина слоя газа составляет 0,10 м. Из *рис.1-а* видно, что добавление Ar в CO_2 значительно повышает поглощение звука в свободном объеме газа, заполняющего слой, в звуковом диапазоне частот.

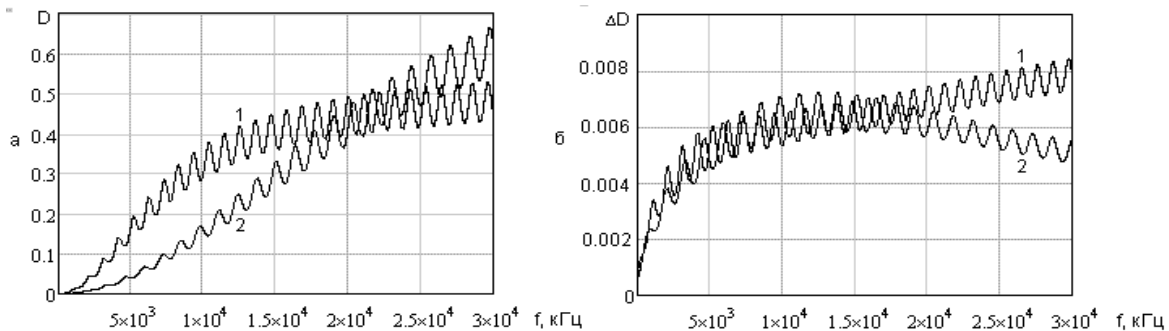


рис.1 Частотная зависимость: а) коэффициента звукопоглощения D ; б) разности ΔD ;
1 – для смеси 25% CO_2 и 75% Ar , 2 – для CO_2

Вклад диссипации энергии в АПС можно оценить, если построить частотную зависимость разности $\Delta D(f) = D_k(f) - D(f)$, где $D_k(f)$, $D(f)$ – коэффициенты поглощения звука с учетом поглощения звука в АПС и без учета соответственно. Из *рис.1-б* видим, что при нормальном падении волны поглощение звука в АПС мало и до 15,0 кГц практически одинаково для чистого CO_2 и смеси газов. На частотах выше 15,0 кГц более эффективно идет поглощение в АПС смеси газов. Если дополнительно учесть поглощение звука в АПС звукопрозрачной пленки, то значение $\Delta D(f)$, представленное на *рис.1-б*, увеличивается примерно в три раза. При наклонных углах падения значения $\Delta D(f)$ резко возрастает. Так, например, при $\theta = 70^\circ$ величина $\Delta D(f)$ на всех частотах превышает более чем на порядок значения, показанные на *рис.1-б*. Таким образом, вклад процесса диссипации энергии в АПС может оказаться сравнимым по величине с потерями в свободном объеме газа, заполняющего слой. Представленная в данной работе методика расчета позволяет автоматически учитывать этот вид потерь.

Список публикаций:

- [1] Игнатьева Л. А., Легуша Ф. Ф. // Поглощение звука в слое газа на твердой стенке. Труды ЛКИ: Вопросы акустики океана и судов, 1986, с.69 – 74.
- [2] Константинов Б. П. // О поглощении звуковых волн при отражении от твердой границы. Журн.техн.физики, 1939.
- [3] Бреховских Л. М. // Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.

Модификация теории пограничного слоя для твердого сферического ядра, обводненного вязкой жидкостью

Паранин Александр Романович

Ярославский государственный университет им. П.Г.Демидова

Григорьев Александр Иванович

grinch_ho@mail.ru

Введение. В данной работе предложена модификация теории пограничного слоя вблизи свободной поверхности слоя вязкой жидкости, связанного с ее периодическим движением, для расчета волнового движения конечной амплитуды на поверхности слоя вязкой электропроводной жидкости конечной толщины на твердом дне, когда толщина слоя сравнима с длиной волны. Для адекватного описания течения вязкой

жидкости в обсуждаемой системе вводятся два пограничных слоя: один у свободной поверхности жидкости, другой - у твердого дна. Получены оценки на значения толщины пограничных слоев, при которых в асимптоте малой вязкости различие между точным решением и решением модельной задачи (сформулированной в рамках предложенной теории) может быть задано с заранее оговоренной точностью.

Первым делом решается точная задача о неустойчивости слоя вязкой жидкости на поверхности твердого сферического ядра радиуса R_0 в электростатическом поле E_0 в скаляризованном безразмерном виде ($R = \sigma = \rho = 1$) и в линейном по амплитуде возмущения $\xi(\vec{r}, t)$ приближении. Здесь R — радиус всей сферической системы, σ — коэффициент поверхностного натяжения, ρ — плотность жидкости. Компоненты скорости движения жидкости в слое выразим через скалярные функции $\varphi(\vec{r}, t)$ и $\Psi(\vec{r}, t)$

$$U_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \Delta_\Omega \Psi, \quad U_\vartheta = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Psi}{\partial \vartheta} \right); \quad (1)$$

Затем, представляя искомые величины $\varphi(\vec{r}, t)$, $\Psi(\vec{r}, t)$, $\xi(\vec{r}, t)$ в виде разложения по полиномам Лежандра $P_n(\cos \vartheta)$ и подставляя их в систему гидродинамических граничных условий (кинематическое и динамическое граничные условия на касательную и нормаль к поверхности, условие равенства нулю компонент скорости на поверхности градины), получим систему пяти однородных уравнений относительно пяти неизвестных. Система имеет нетривиальное решение только в том случае, когда определитель, составленный из её коэффициентов, равен нулю. Приравняв нулю определитель системы, мы получим дисперсионное уравнение точной задачи, связывающее частоту осцилляций с номером моды.

Следующим шагом сформулируем модельную задачу, которой будем аппроксимировать точное решение и которая получается из точной задачи на основании представлений о пограничном строении поля скоростей течения жидкости в слое вязкой жидкости конечной толщины. Для достижения этой цели будем исходить из предположения, что вихревая часть модельного течения сосредоточена в приповерхностном пограничном слое толщиной δ_1 и в «придонном» пограничном слое толщиной δ_2 , а потенциальная составляющая поля скоростей течения жидкости охватывает весь ее объем. В соответствии с этим потенциальное течение во всем объеме слоя жидкости и вихревые течения в приповерхностном и придонном слоях будем рассчитывать отдельно, а граничным условиям на свободной поверхности и на дне будут удовлетворять соответствующие комбинации потенциальной и вихревой компонент поля скоростей.

Будем полагать, что в области $1 - \delta_1 \leq r \leq 1$ поле скорости течения жидкости состоит из вихревой и потенциальной составляющих. Толщину слоя δ_1 будем оценивать с точностью до постоянного множителя G в виде:

$$\delta_1 \equiv G \cdot \delta_L; \quad \delta_L \equiv \sqrt{2\nu/s}; \quad (2)$$

В области $R_0 \leq r \leq R_0 + \delta_2$ идеология введения пограничного слоя несколько отлична. Поэтому толщину пограничного слоя в окрестности дна δ_2 будем оценивать по обычной формуле теории пограничного слоя (2), но введем неопределенный численный множитель H , значение которого установим, добиваясь заданной точности аппроксимации точного решения приближенным:

$$\delta_2 \equiv H \cdot \sqrt{2\pi\nu/s} \quad (3)$$

Математическая формулировка модельной задачи в пределе малой вязкости может быть упрощена с помощью построений, аналогичных тем, что используются в традиционной теории пограничного слоя, связанных с наличием свободной поверхности и дна. Нижеследующее упрощение основано на оценочных рассуждениях, которые можно провести в отсутствие точного решения.

Введем правила оценки производных от искомых величин по пространственным координатам.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial U_{\vartheta,r}^{(p)}}{\partial \vartheta} \square \frac{\partial U_{\vartheta,r}^{(p)}}{\partial r} \square \frac{U_{\vartheta,r}^{(p)}}{\lambda}, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial U_{\vartheta,r}^{(e)}}{\partial \vartheta} \square \frac{U_{\vartheta,r}^{(e)}}{\lambda}, \quad \frac{\partial U_{\vartheta,r}^{(e)}}{\partial r} \square \frac{U_{\vartheta,r}^{(e)}}{\delta}; \quad (4)$$

Воспользуемся малостью значений толщины приповерхностного и придонного пограничных слоев δ_1 , δ_2 по сравнению с длиной волны и в суммах $\Xi = A + B$, будем пренебрегать слагаемым B , если $B/A \square O(\delta_i^2 / \lambda^2)$, $i = 1, 2$.

Пусть V — характерное значение скорости потенциального течения на уровне $r = 1$. Тогда имеем следующие оценки:

$$U_r^{(p)}(\vec{r}, t) \approx U_g^{(p)}(\vec{r}, t) \approx V, \quad U_r^{(e)} \approx \frac{\delta^2}{\lambda^2} V, \quad U_g^{(e)} \approx \frac{\delta}{\lambda} V; \quad (5)$$

Таким образом на основе вышеизложенного можно провести упрощение уравнений модельной задачи и получить дисперсионное уравнение и решения для упрощенной модельной задачи. Как результат в работе проведено сравнение компонент скорости $U_p(\vec{r}, t)$ и $U_g(\vec{r}, t)$ точной и модельной упрощенной задач, сделан подбор множителей G, H при которых аппроксимация происходит наилучшим образом исследовано влияние электрического поля E_0 на поведение системы при различных значениях критического параметра $w = E_0^2$.

Список публикаций:

- [1] Электронный журнал «Исследовано в России». Изд. МФТИ. 114, стр.1500-1509, 2009 <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2009/114.pdf>
- [2] Электронный журнал "Исследовано в России", 119, стр.1545-1554, 2009 г. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2009/119.pdf>
- [3] Аналитические и численные методы моделирования естественных и социальных проблем: сборник статей; международной научно – технической конференции. – Пенза: Приволжский Дом знаний, 2009. 173-176.
- [4] Волновая электрогидродинамика проводящей жидкости. Долгоживущие плазменные образования и малоизученные формы естественных электрических разрядов в атмосфере: Материалы 8-й. Международной конф., 4-8 июня 2009 г., Ярославль/-Ярославль: ЯрГУ, 2009. С. 165 – 169.

Исследование устойчивости равновесия слабопроводящей жидкости в электрическом поле при униполярной инжекции заряда

Петров Данил Александрович

Ильин Владимир Алексеевич

Пермский государственный университет

Ильин Владимир Алексеевич, к.ф.-м.н.

petrovda@bk.ru

В настоящей работе исследована гидродинамическая устойчивость подогреваемой слабопроводящей жидкости в гравитационном и электрическом полях в горизонтальном конденсаторе при униполярной инжекции заряда. В случае постоянного электрического поля в отсутствие подогрева и гравитации задача была решена в [1]. В [2] проведено исследование влияния амплитуды и частоты модуляции поля на эволюцию во времени плотности заряда и потенциала электрического поля в конденсаторе в состоянии равновесия жидкости.

Инжектируемые с поверхности катода заряды движутся через слой жидкости, изменяя в нём распределение электрического поля. Считается, что плотность свободных зарядов, инжектируемых с катода, прямо пропорциональна нормальной составляющей вектора напряженности электрического поля в конденсаторе, подогрев осуществляется у катода. Используется электрогидродинамическое приближение (магнитными эффектами пренебрегаем по сравнению с электрическими). Диффузию заряда не учитываем, считаем, что время диффузии заряда пренебрежимо мало по сравнению с характерным гидродинамическим временем и временем релаксации заряда.

В работе вычислены нейтральные кривые, найдены критические значения электрического поля и числа Релея, при которых наступает потеря устойчивости равновесия жидкости. Определены зависимости этих параметров друг от друга. Исследовано влияние параметра инжекции на критические значения параметров, а также влияние его на пространственный период наиболее опасных возмущений.

Список публикаций:

- [1] Верецага А. Н. Унарная электроконвекция в плоском слое// Гидродинамика и процессы тепломассопереноса, 1989. С. 42-47.
- [2] Ильин В.А., Петров Д.А. Исследование динамики переноса заряда через слабопроводящую жидкость в модулированном электрическом поле// Вестник Пермского университета. Физика. Вып. 2(28), 2009. С. 26-30.

Проблема эредитарности в экспериментальных исследованиях меандрирования струй и падения капель жидкости

Рыбкин Константин Анатольевич
Игорь Юрьевич Макарихин, Сергей Олегович Макаров
Пермский государственный университет
k.rybkin@gmail.com

Явление эредитарности присуще многим физическим системам [1], в которых учитывается не только настоящее состояние системы, но и ближайшие предыдущие состояния. Таким образом, термин эредитарность, в физическом аспекте, эквивалентен понятию «память». В настоящей работе рассмотрены два эксперимента в которых явление эредитарности существенным образом влияет на результаты эксперимента.

В экспериментах по меандрированию стекающих струй [2] был отмечен следующий эффект: в области 1 (рис.1) наблюдается неограниченно длительная фиксация струи, напротив в области 2 наблюдается беспорядочное метание струи из стороны в сторону. Фиксация струи в области 1 обусловлена эредитарностью струи, т.е струйка «помнит» о начальных условиях (инжектор зафиксирован параллельно плоскости стекла вниз по потоку).

Такое сложное поведение струйки в простой системе определяется большим количеством физико-химических параметров таких как наклон подложки, температура, влажность, поверхностное натяжение и изменяющиеся в ходе эксперимента углы натекания и оттеkania.

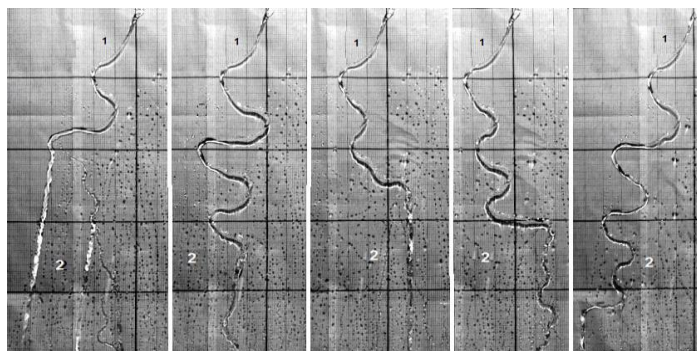


рис.1 Пять последовательных изображений стекающей струи, разделённых минутным интервалом. В области 1 форма струи неизменна, в области 2 наблюдается метание струйки из стороны в сторону

При падении капли жидкости на свободную поверхность другой или той же жидкости [3] было замечено запаздывание предыдущей реализации эксперимента относительно последующей. В эксперименте капли, падающие одна за другой с интервалом в $T = 1$ с на покоящуюся жидкость, вызывают в ней течения, естественным образом затухающие в течение диффузионных времён $\delta t > T$. Поэтому следующие капли падают в жидкость, ещё не успевшую отрелаксировать полностью. Это может привести при совпадении диффузионных времён и интервала T , к значительному увеличению высоты выброса капли и изменению результатов эксперимента (рис.2).

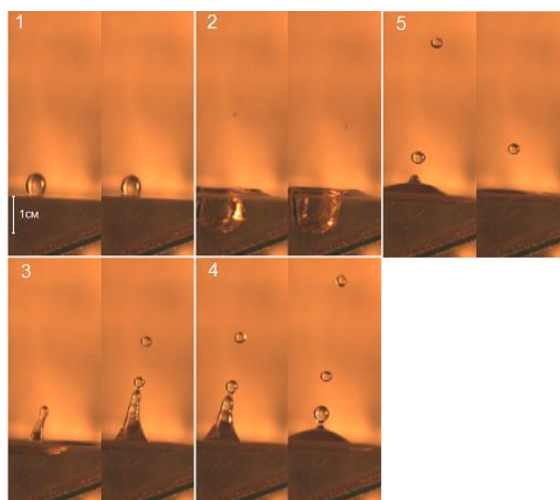


рис.2 Сравнительные результаты двух последовательных экспериментов, интервал между экспериментами 1с. Интервал между изображениями №1 и №2 составляет 0,025 с. Диаметр капли 0,36 см, глубина слоя воды над местом падения капли 1,5 см, высота падения капли 12 см.

Список публикаций:

[1] Учайкин В.В. Метод дробных производных. Ульяновск. «Артишок». 2008. 512 с.

[2] Макарихин И.Ю., Рыбкин К.А. Сборник тезисов ВНКФС-14. Уфа. 2008. 521-522 с.

[3] Макарихин И.Ю., Макаров С.О., Рыбкин К.А. Замечания о падении капли на свободную поверхность другой жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 1. С. 40-44.

Численный расчет гидродинамики закрученного потока в воздушно–центробежном классификаторе с учетом дополнительной продувки газом

Садретдинов Шамиль Рахимович

Томский государственный университет

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

shamil@sibmail.com

В настоящее время во многих отраслях промышленности технологический процесс связан с использованием однородных тонкодисперсных порошков заданного гранулометрического состава. Поэтому актуальной задачей является усовершенствование уже существующих и разработка новых более экономичных и эффективных конструкций пневматических центробежных аппаратов. Дальнейшее совершенствование центробежного разделения дисперсных сред и создание новых высокоэффективных аппаратов порошковой технологии может быть осуществлено лишь с глубокими фундаментальными исследованиями в области гидродинамики однофазных и двухфазных сред в поле действия центробежных и аэродинамических сил, которые позволяют разрабатывать математические модели, способные адекватно опыту описывать эти сложные явления.

Рабочая камера воздушно-центробежного классификатора (ВЦК) представляет собой зазоры между тремя дисками, вращающимися вокруг одной оси. В аппарат подается поток газа совместно с частицами с начальной скоростью u_{z0} в аксиальном направлении и с угловой скоростью Ω_r сечение $0-r_1$ (рис.1). Поток движется внутри классификатора под действием перепада давления. Все стенки классификатора могут вращаться с угловой скоростью Ω_d , вследствие этого поток газа во время движения внутри классификатора получает дополнительную закрутку. На основании работы [1] было сделано предположение, что для улучшения картины классификации в (ВЦК) значительную роль может оказать продувка частиц дополнительным потоком газа. Продувку частиц необходимо организовать с периферийной области ВЦК сечение z_2-z_1 , что позволит исключить попадание мелкого продукта в область сбора крупной фракции.

Для математического описания закрученного турбулентного течения газа в сепарационной зоне (ВЦК) используется, система уравнений Рейнольдса, которая является незамкнутой. Для замыкания данной системы уравнений используется турбулентная модель Буссинеска, согласно которой рейнольдсовы напряжения считаются пропорциональными скорости деформации осредненного течения, и хорошо известная модель турбулентности « $k-\omega$ » Уилкокса, согласно которой записываются два дополнительных дифференциальных уравнения для переноса кинетической энергии пульсационного движения потока k и удельной скорости диссипации кинетической энергии ω . Для получения единственного решения необходимо дополнить систему уравнений Рейнольдса и уравнения для k и ω соответствующими граничными условиями. На входе в камеру задаются постоянные значения всех рассматриваемых переменных. На выходе из аппарата обычно используют мягкие условия, т.е равенство нулю производной по нормали к выходному сечению. На твердой непроницаемой поверхности учитывается условие прилипания. Если стенка неподвижна, то имеем нулевые значения проекций вектора скорости и кинетической энергии турбулентных пульсаций. Определение величины удельной скорости диссипации на поверхности можно получить из исходного уравнения переноса. В этом случае оно сводится к балансу между молекулярной диффузией и диссипацией. Полученная система уравнений, решалась численно в физических переменных «скорость-давление» методом физического расщепления по времени полей давления и скорости. Полученная система уравнений Рейнольдса и модель турбулентности « $k-\omega$ » решались с помощью обобщенного неявного метода переменных направлений. Он является двухслойным методом, имеющим второй порядок точности по времени. Конвективные члены уравнений переноса представлены с использованием экспоненциальной схемы, которая имеет 2-ой порядок точности по координатам [2]. Для расчета линий тока, необходимо ввести функцию тока таким образом, чтобы уравнение неразрывности тождественно удовлетворялось $u_r = 1/r \cdot \partial \Psi / \partial z$, $u_z = -1/r \cdot \partial \Psi / \partial r$. Подставляя компоненты скорости u_r и u_z в определение вихря $\omega = \partial u_r / \partial z - \partial u_z / \partial r$, получим уравнение Пуассона для функции тока:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} = \omega r$$

Для замыкания уравнения Пуассона необходимо определить граничные условия для функции тока. На входе в ВЦК функция тока определяется интегрированием компоненты скорости u_z на входе, которая является масштабом скорости $\Psi_{\text{вход}} = -r^2/2$. Константу интегрирования в силу произвола выбора можем принять равной нулю. На оси симметрии и на внутреннем диске функция тока равна нулю, на правой нижней стенке ВЦК до области дополнительного поддува газа $\Psi_{\text{тв_низ}} = -r_1^2/2$. В зоне подвода дополнительного потока газа функция тока определяется интегрированием компоненты скорости u_r , $\Psi_{\text{поддув}} = (z-z_1) \cdot r_m \cdot u_{r0} \cdot r_1^2/2$, на верхней стенке ВЦК $\Psi_{\text{тв_верх}} = (z_2-z_1) \cdot r_m \cdot u_{r0} \cdot r_1^2/2$, на выходе ставятся мягкие условия $\partial\Psi/\partial z = 0$. Таким образом, зная значение компонент скоростей u_r , u_z , u_ϕ из решения уравнений Рейнольдса в переменных «скорость–давление», получим распределение линий тока в рабочей зоне ВЦК. Достоверность полученных результатов проверялась сравнением с опытными данными [3], полученных для течения между двумя плоско параллельными дисками.

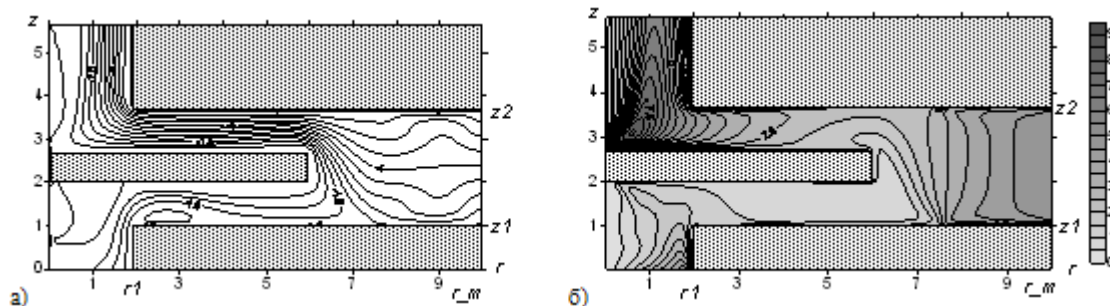


рис.1 а) Распределение линий тока б) распределение изолиний окружной компоненты скорости при параметрах течения $Re=5000$, $Rs=2.5$, $Rd=0.3$, $Rp=0.5$ (Re –критерий Рейнольдса, Rs , Rd , Rp –критерии закрутки соответственно жидкости на входе, стенок ВЦК, жидкости подводящейся через сечение z_2-z_1)

Из анализа рис.1 видно, что дополнительный подвод газа через сечение z_2-z_1 может существенно улучшить картину классификации. Мелкие частицы в силу своей малой инертности будут двигаться по потоку газа, так как дополнительная продувка не даст им оседать в зоне сбора крупного продукта. Крупные частицы, обладая большой инертностью, будут выноситься в зону сбора крупного продукта за счет действия центробежной силы. Таким образом, предложенная сепарационная зона ВЦК может существенно повысить эффективность процесса классификации частиц.

Работа выполнена в рамках программы "У.М.Н.И.К." Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере № 7450р/10262 от 29.01.2010 г.

Список публикаций:

- [1] Шваб А. В., Воросцова Е.Ю., Садретдинов Ш.Р. «Моделирование процесса разделения частиц при турбулентном режиме течения в воздушно – центробежном классификаторе». // Известия высших учебных заведений. Физика. – ТГУ 2008, Т.51, №8/2, стр. 271–276
- [2] Шваб А.В., Зятиков П.Н., Садретдинов Ш.Р., Чепель А.Г. «Численные исследования закрученного турбулентного течения в сепарационной зоне воздушно–центробежного классификатора»// ПМТФ – 2010, №2, стр. 39–48
- [3] Singh A., Vyas B.D., Powle U.S. Investigations on inward flow between two stationary parallel disks //Int.J. Heat and Fluid Flow. – 1999. – No.20. – P.395-401.

О конвекции в магнитных наносuspensionях

Сидоров Александр Сергеевич

Пермский государственный университет

Божко Александра Александровна, к.ф.-м.н.; Путин Геннадий Федорович, д.ф.-м.н.

sidorovaliksandr@mail.ru

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению взаимодействия термогравитационного и термомагнитного механизмов конвекции в плоском слое магнитной наносuspensionии (МНС). Магнитные наносuspensionии – это дисперсии магнитных однодоменных частиц, стабилизированных поверхностно активным веществом, в жидкости-носителе. Результаты проведенных экспериментов показывают, что для правильного приложения и использования МНС, необходимы более детальные исследования свойств, механизмов и режимов течений таких жидкостей.

При помощи термомагнитного механизма конвекции можно создать произвольное, контролируемое распределение объемной силы в непроводящих диамагнитных и парамагнитных материалах, и использовать их для контроля и управления теплопереносом, особенно в ситуациях, когда обычные силы плавучести не эффективны, например, в микрогравитации и микроэлектронике. Однако, пондеромоторные силы,

возбуждаемые в обычных средах на земле, не значительны по сравнению с архимедовскими силами плавучести, поэтому магнитные наносuspензии с магнитной восприимчивостью в 10^5 раз превышающей восприимчивость естественных сред идеально подходят для изучения и моделирования термомагнитной конвекции в лабораторных условиях.

Эксперименты были выполнены с наносuspензией на основе керосина, имеющей параметры: намагниченность насыщения $M_s = 70$ кА/м, средний размер частиц 10 нм, концентрация магнитной фазы 14 %, плотность $\rho = 1.44 \cdot 10^3$ кг/м³, динамическая вязкость в отсутствие поля $\eta = 0.008$ кг/(м·с). Опыты проводились с плоским слоем толщиной 6.0 мм, длиной 255 мм и шириной 70 мм, ограниченным со стороны широких сторон латунным и плексигласовым теплообменниками. Для визуализации конвективных течений в непрозрачной МНС к прозрачному теплообменнику со стороны жидкости была приклеена ламинированная жидкокристаллическая термочувствительная пленка с рабочим диапазоном температур 18 – 22⁰С, в области которого ее цвет менялся от коричневого через зеленый до синего. Магнитное поле $H \leq 30$ кА/м создавалось катушками Гельмгольца.

Как показали эксперименты, в вертикальном слое, когда градиент температуры и приложенное магнитное поле горизонтальны, происходит бифуркация от термогравитационного подъемно-опускного течения к термомагнитному движению в виде вертикальных валиков, выстроенных вдоль базового течения. Обнаружены нестационарные режимы конвекции, в которых периодически меняется число валиков.

Исследовано влияние магнитного поля на конвективные движения в наклонном слое для ситуации, когда вектор напряженности магнитного поля направлен вдоль широкой стороны слоя перпендикулярно осям рэлеевских валиков, ориентированных вдоль наклона (рис.1). Известно, что в случае горизонтального подогреваемого снизу слоя продольное магнитное поле не влияет на устойчивость течения, но выстраивает конвективные валики вдоль силовых линий [1]. В случае наклонного слоя магнитное поле оказывает стабилизирующее воздействие на рэлеевское течение при углах наклона к горизонтали, больших 30⁰ и зависящих от приложенного поперечного перепада температуры ΔT .

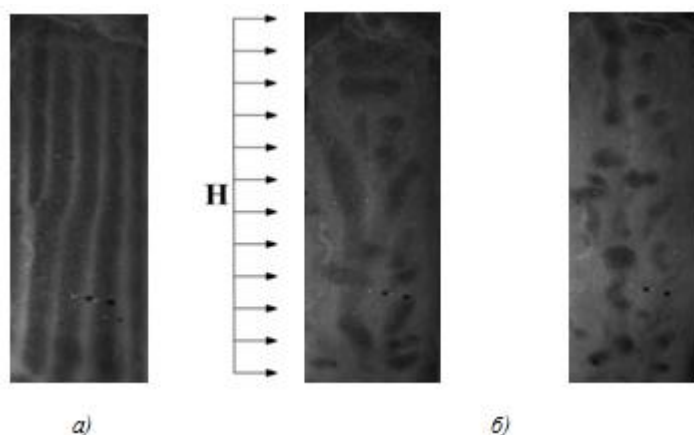


рис.1 Конвективные структуры в наклонном слое МНС, угол наклона к горизонтали 10⁰, $\Delta T = 13^0$ С: а) $H = 0$; б) $H = 5$ кА/м, время между снимками 2 мин

В области параметров, когда относительный вклад ориентирующих механизмов базового течения и магнитного поля примерно одинаков, обнаружены сложные по топологии колебательные структуры, включающие области конвективных ячеек, термиков, наклонных и вертикальных валиков (рис.1, б). Зоны перечисленных структур меняются с течением времени вдоль длины слоя.

Показано, что при помощи магнитного поля можно управлять устойчивостью течений и теплообменом в МНС. Обнаружено, что в слое конечной высоты существенную роль на формирование конвективных движений будет играть вертикальная стратификация плотности, индуцируемая продольным градиентом температуры и барометрическим осаждением частиц и агрегатов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований № 07-08-96039.

Список публикаций:

[1] Баитовой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. М. 1985. 188 с.

Калибровка наземного экземпляра датчика конвекции «Дакон-М» для измерения микроускорений на МКС

Синкин Вилен Анатольевич

Глухов Александр Федорович

Пермский государственный университет

Глухов Александр Федорович, к.ф.-м.н.

Well.come@mail.ru

В сентябре 2008 года на МКС начала работу аппаратура «Дакон-М», разработанная на кафедре общей физики ПГУ совместно с НПП «Системы контроля». Аппаратура предназначена для изучения конвекции жидкостей в условиях микрогравитации. В основе аппаратуры лежит цилиндрическая камера высотой и диаметром 10 см, которая заполнена углекислым газом при давлении 2 бар. Между торцами цилиндра поддерживается разность температур от 50 до 65 К. Интенсивность конвективного течения в камере определяется числом Рэлея:

$$Ra = \frac{\beta}{\nu\chi} \cdot g \cdot \Delta T \cdot h^3, \quad (1)$$

где g – квазистатическое ускорение; β и χ – коэффициенты термического расширения и температуропроводности среды соответственно; ΔT – перепад температуры между торцами полости; h – характерный размер полости (высота цилиндра); ν – коэффициент кинематической вязкости среды.

Для наземной калибровки датчика выполнены эксперименты по изучению конвективного течения в полости наземного экземпляра датчика при подогреве сбоку. Размеры камеры наземного и летного экземпляра совпадают. Камера заполнялась воздухом при пониженном давлении и уменьшенных разностях температур. Комплекс параметров $\beta/\nu\chi$ можно записать иначе:

$$\frac{\beta}{\nu \cdot \chi} = \frac{c_p \cdot \beta}{\eta \cdot k} \cdot \rho^2, \quad (2)$$

где c_p – молярная теплоемкость, η – динамическая вязкость, k – теплопроводность газа. Таким образом, уменьшая давление в камере, можно получить числа Ra , близкие к условиям микрогравитации.

На рис.1 показана зависимость безразмерной интенсивности течения воздуха в камере датчика от числа Релея Ra . Ra менялось за счет давления воздуха от 0.01 до 0.2 бар и разности температур от 3 до 20 К. Минимальное достигнутое значение $Ra=60$.

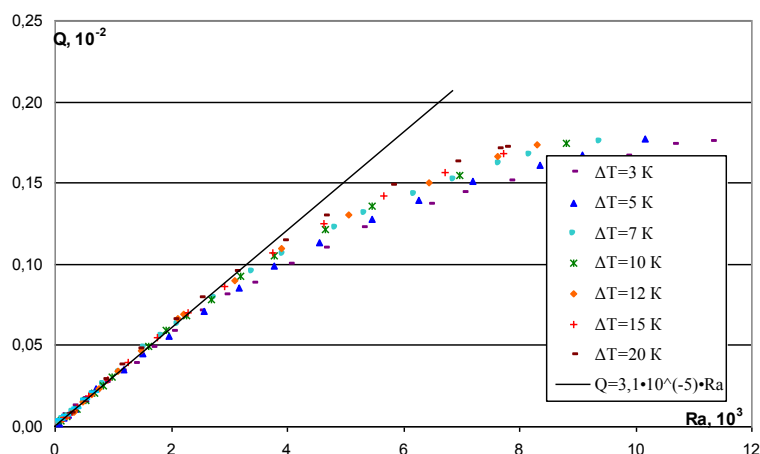


рис.1 Калибровочный график наземного экземпляра «Дакон-М»

Из калибровочного графика найдена чувствительность аппаратуры «Дакон-М» к квазистатическим (0..0.01 Гц) микроускорениям - 0.12 К/микрог (1 микрог = $10^{-6}g_0$).

В орбитальных экспериментах возможность конвективных течений в условиях микрогравитации надежно зафиксирована. Для примера на рис.2 показана запись, полученная при помощи аппаратуры «Дакон-М» во время стыковки с космическим кораблем Шаттл STS 129 17 марта 2009 г.



рис.2 Запись интенсивности течения в полости при стыковке МКС с Шаттлом STS-129

Конвекция в трёхосном эллипсоиде

Трубников Илья Борисович

Козлов Александр Алексеевич

Пермский государственный университет

Козлов Александр Алексеевич

trubnikov.i@gmail.com

Конвективные течения в жидкостях и газах в поле тяжести образуются при наличии пространственной неоднородности плотности, создаваемой неоднородностью температуры, концентрации или по какой-либо другой причине. С увеличением градиента температуры интенсивность конвективного течения возрастает, и оно становится неустойчивым; при этом гидродинамический кризис сопровождается кризисом теплопередачи.

В работах [1-3] были обнаружены автоколебательные режимы в маломодовых гидродинамических системах, что делает особенно интересной экспериментальную реализацию их в течениях, возможно, более простой структуры. Например, простейшую систему - трехмодовую модель Лоренца [2], предсказывающую стохастический режим для одномерной циркуляции в конвективной петле и для плоского вала в горизонтальном слое, в опытах воспроизвести не удастся из-за возбуждения гармоник других масштабов. Среди наблюдавшихся двумерных нерегулярных течений наиболее простым является, по-видимому, конвективное движение в вертикальной ячейке Хеле-Шоу [4-5], заключающееся в попарном перезамыкании четырех вихрей.

В настоящей работе изучаются колебательные режимы конвекции воздушной смеси, которая заполняет полость (рис. 1) в форме трехосного эллипсоида с осями 2,4;1,8;1,3 см (большая ось вертикальна). Общий вид экспериментальной установки иллюстрирует рис. 1.

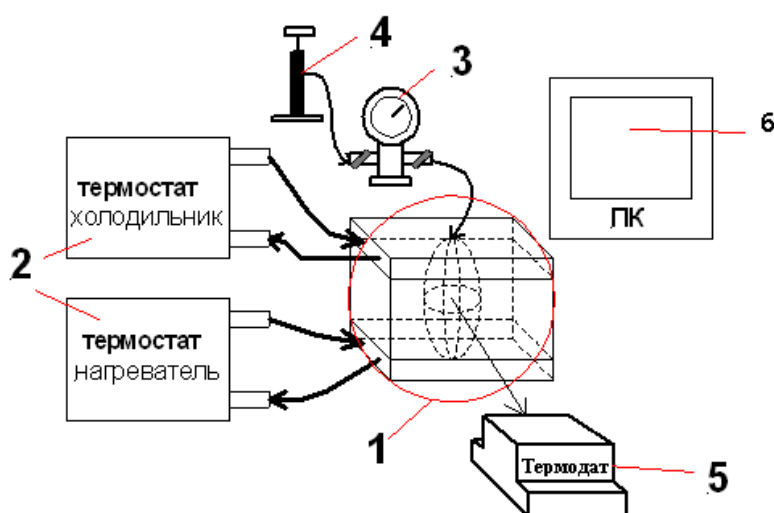


рис. 1

Массивный блок из органического стекла 1 ограничивается плоскими изотермическими теплообменниками, которые поддерживают заданные температуры границ слоя. По каналам теплообменников прокачивается термостатирующая жидкость от струйных ультратермостатов 2, которые поддерживают

температуру с точностью до 0.01 К. При помощи теплообменников, в блоке создается градиент температуры, направленный вниз. Для изменения давления в конвективной ячейке используется насос 4, внутреннее давление измеряется с помощью датчика давления 3, РС-28. Перепад температур между теплообменниками, а также интенсивность конвективного движения в полости регистрировались с помощью дифференциальных термодатчиков. Сигналы с датчиков поступают на персональный компьютер 6 через прибор 5, термодат 38В1.

Осуществлены и исследованы автоколебания в полости данного типа. Исследованы границы устойчивости равновесия и области управляющих параметров, в которых существуют различные колебательные режимы конвекции.

Список публикаций:

- [1] Гледзер Е.Б., Должанский Ф.В., Обухов А.М. Системы гидродинамического типа и их применение. М.: Наука. 1981. 368 с.
 [2] Lorenz E.N. Deterministic non-periodic flow// J. Atmos.Sci. 20. 1963. P. 130 - 141.
 [3] Welander P. On the oscillatory instability of a differentially heated fluid loop// J. Fluid Mech. 1967. 29. № 1. P. 17 - 30.
 [4] Любимов Д.В., Путин Г.Ф., Чернатынский В.И. О конвективных движениях в ячейке Хеле-Шоу // Доклады АН СССР. 1977. Т. 235. № 3. С. 554 - 557.
 [5] Любимов Д.В., Путин Г.Ф., Чернатынский В.И. Конвекция в ячейке Хеле-Шоу при подогреве снизу. Сб. "Гидродинамика". Пермь, 1977. Вып. 10. С. 3 - 14.

Математическая модель двухфазного неизоэнтальпического течения в вертикальном канале

Хабиров Тимур Раильевич

Баширский государственный университет

Шарафутдинов Рамиль Файзырович, д.ф.-м.н.

khabirovtr@mail.ru

Определение характеристик и параметров двухфазного потока – часто встречающаяся практическая задача в нефтедобыче (скважины, трубопроводы и т.д.). Для описания течения газожидкостной смеси воспользуемся моделью дрейфа (предполагает пузырьковый или снарядный режим течения), для которой уравнения неразрывности записываются отдельно для каждой из фаз, а уравнение сохранения количества движения – совместное. Ниже приведены основные уравнения, использованные в математической модели.

Уравнения неразрывности для каждой из фаз:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_G \rho_G S) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_G \rho_G u_G S) = J_G S, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_L \rho_L S) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_L \rho_L u_L S) = J_L S, \quad (2)$$

Совместное уравнение сохранения количества движения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}((\alpha_G \rho_G u_G + \alpha_L \rho_L u_L)S) + \frac{\partial}{\partial z}((\alpha_G \rho_G u_G^2 + \alpha_L \rho_L u_L^2)S) = \\ = -S \frac{\partial p}{\partial z} - \tau \Sigma - (\alpha_G \rho_G + \alpha_L \rho_L)gS, \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнение сохранения энергии:

$$\begin{aligned} \alpha_L \rho_L c_L \frac{\partial T_L}{\partial t} + \alpha_L \rho_L c_L u_L \frac{\partial T_L}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_L \frac{\partial T_L}{\partial z} \right) - a_{LG} F_{LG} (T_L - T_G) - \\ - a_L F_L (T_L - T_s) + \eta_L \alpha_L \rho_L c_L \frac{\partial P}{\partial t}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\alpha_G \rho_G c_G \frac{\partial T_G}{\partial t} + \alpha_G \rho_G c_G u_G \frac{\partial T_G}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_G \frac{\partial T_G}{\partial z} \right) - a_{LG} F_{LG} (T_G - T_L) - a_G F_G (T_G - T_s) + \eta_G \alpha_G \rho_G c_G \frac{\partial P}{\partial t}, \quad (5)$$

Замыкающие соотношения:

$$p = Z(T_G) \rho_G, \quad (6)$$

$$u_G = K(\alpha_G u_G + \alpha_L u_L) + u_\infty, \quad (7)$$

Граничные условия:

$$\alpha_G|_{z=0} = \alpha_{G,in}, \quad u_L|_{z=0} = u_{in}, \quad p|_{z=L} = p_{out}, \quad T_L|_{z=0} = T_{in}, \quad T_G|_{z=0} = T_{in}, \quad (8)$$

Начальные значения

$$\alpha_G|_{t=0} = 0, \quad u_L|_{t=0} = u_{in}, \quad T_L|_{t=0} = T_{in} - \Gamma z, \quad (9)$$

Система уравнений (1)-(7) с граничными и начальными значениями (8) и (9) решается численно в два этапа на каждом шаге по времени. Сперва рассчитываются поля давления, объемного содержания фаз и скоростей фаз, после рассчитываются температуры каждой из фаз.

На (рис.1) представлен вариант расчета по данной математической модели. Из (рис.1б) хорошо видно продвижение фронта газа и связанное с ним изменение градиента давления (рис.1а), который уменьшается по мере продвижения газа. На (рис.1г) представлено распределение температуры, отличие температур газа и жидкости связано с их разной скоростью движения (рис.1в) и уменьшается по мере удаления от фронта продвижения газа за счет межфазного теплообмена и теплообмена с окружающей средой.

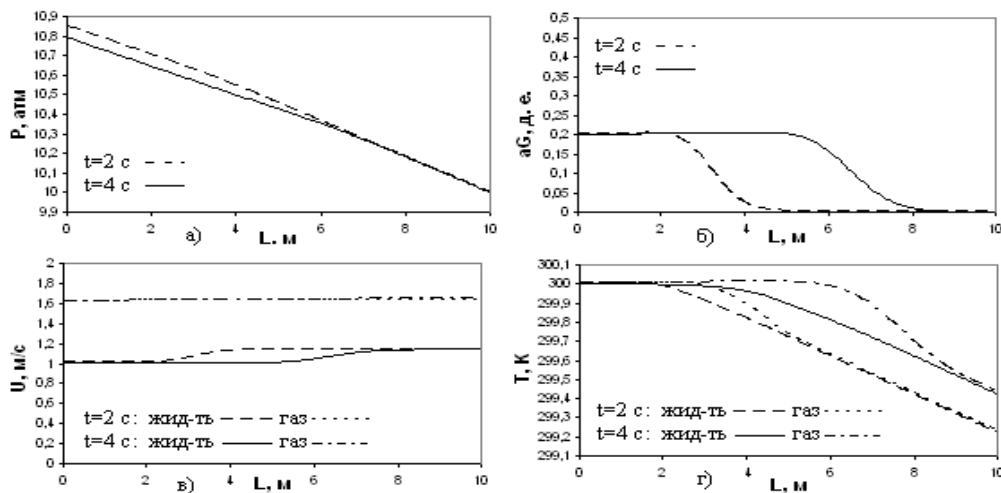


рис. 1 Неустановившееся двухфазное течение: а) давление; б) объемное содержание газовой фазы; в) скорости фаз; г) температуры фаз.

Результаты расчета по данной математической модели объясняются физически и хорошо совпадают с аналитическими решениями в простых случаях.

Численное исследование течения неньютоновской жидкости в канале с использованием дифференциальной реологической модели

Хайруллин Марсель Мансурович

Марценко Максим Сергеевич

Томский государственный университет

Шваб Александр Вениаминович

marsel331@sibmail.com

Хорошо известно, что имеется ряд многих промышленных материалов, поведение которых нельзя описать в рамках системы уравнений Навье-Стокса. Экспериментальные исследования в реологической науке показывают, что имеется большое разнообразие в поведении неньютоновских сред. Подавляющее большинство реологических моделей основано на алгебраической зависимости вязкости от инвариантов тензора скоростей деформаций [1]. В настоящей работе используется дифференциальное реологическое уравнение переноса для

определения вязкости. В работе рассматривается моделирование гидродинамики несжимаемой дилатантной и псевдопластичной жидкости при стационарном течении.

Для неньютоновских сред соотношение между тензором напряжений и тензором деформаций не выражается простой пропорциональностью. Однако для относительно простых типов неньютоновских жидкостей при стационарном течении компоненты напряжений можно выразить зависимостью [2]

$$\tau_{i,j} = \eta \cdot \Delta_{i,j} = \eta \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

Здесь η – неньютоновская динамическая вязкость, которая является скалярной величиной, зависящей от τ_{ij} или Δ_{ij} . Если η уменьшается с увеличением скорости сдвига, то поведение жидкости называют псевдопластичным, а когда η возрастает с увеличением скорости сдвига – дилатантным. В случае независимости η от скорости сдвига, свойства жидкости становятся ньютоновскими, причём $\eta = \mu$. Подбор эмпирических функций для описания функциональной зависимости η от Δ (или от τ) отвечает выбору различных реологических моделей. Установлено, что если вязкость η – скалярная функция тензора Δ , то она должна зависеть только от инвариантов этого тензора. В силу равенства нулю первого инварианта для несжимаемой жидкости и равенства нулю третьего инварианта для простых течений, как правило, считается, что вязкость η является функцией только второго инварианта $\eta = \eta(\Delta_{ij} \cdot \Delta_{j,i})$ [3]. В литературе имеется большое количество полуэмпирических и эмпирических реологических моделей..

При малых и больших скоростях сдвига имеют место линейные участки течения, т.е. при малых скоростях сдвига имеем ньютоновскую вязкость μ_0 и при больших – μ_∞ , причём, для псевдопластичной жидкости $\mu_0 > \mu_\infty$, а для дилатантной – $\mu_0 < \mu_\infty$.

Вместо динамической вязкости μ широко используется кинематическая вязкость $\nu = \mu/\rho$. Коэффициент кинематической вязкости ν имеет ту же размерность, что и другие феноменологические коэффициенты переноса – температуропроводности и диффузии. На основании этих положений будем для моделирования использовать кинематическую вязкость ν .

Существуют различные подходы для объяснения неньютоновского поведения некоторых жидкостей [1-3], однако очевидно, что цепочки молекул (или частицы) при движении взаимодействуют с дисперсионной средой. Это взаимодействие, с нашей точки зрения, связано с конвективным и диффузионным переносом в неньютоновской среде. Если считать, что кинематическая вязкость – скалярная функция, то для её описание можно использовать дифференциальное уравнение переноса скалярной субстанции. Тогда уравнение переноса для кинематической вязкости будет содержать конвекцию, самодиффузию и источники членов, характеризующие порождение G и диссипацию D неньютоновского поведения среды. На основании этого можно записать

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} + U_j \frac{\partial \nu}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \nu}{\partial x_j} \right) = G - D \quad (2)$$

Здесь правую часть уравнения (2) необходимо моделировать из физического представления о неньютоновском поведении среды. Однако, завершённой теории неньютоновских сред пока не создано, поэтому воспользуемся некоторыми положениями реологической модели Рейнера – Филиппова. В частности, чтобы удовлетворить ньютоновскому поведению кинематической вязкости при малых и больших скоростях сдвига примем для неё следующую зависимость

$$\nu = \nu_\infty + (\nu_0 - \nu_\infty) F(\Delta_{i,j} \cdot \Delta_{j,i}) \quad (3)$$

Здесь $F(\Delta_{i,j} \cdot \Delta_{j,i})$ – некоторая функция, зависящая от второго инварианта тензора скоростей деформаций. С учётом размерностей уравнений (2) и (3) и предельного перехода можно получить уравнение

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} + U_j \frac{\partial \nu}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \nu}{\partial x_j} \right) = [\nu_\infty + (\nu_0 - \nu_\infty) F(\Delta_{i,j} \cdot \Delta_{j,i}) - \nu] J_s \quad (4)$$

Здесь размерность J_s – 1/сек. Такую же размерность имеет величина интенсивности скоростей деформаций [1]

$$J = \sqrt{\Delta_{i,j} \cdot \Delta_{j,i}}$$

На основании этого и произвольности функции F , уравнение (4) можно привести к виду

$$\frac{\partial v}{\partial t} + U_j \frac{\partial v}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial v}{\partial x_j} \right) = [\nu_\infty + (v_0 - \nu_\infty) F(J) - \nu] J_s \quad (5)$$

В общем случае J_s может быть функцией, однако в первом приближении выберем J_s постоянной величиной. Тогда J_s можно принять средним значением J с точностью до эмпирической постоянной C . В результате получим

$$J_s = \frac{C}{V} \int_V J dV \quad (6)$$

Таким образом, выбрав функцию F по известным полуэмпирическим или опытным данным, получим дифференциальную реологическую модель вида (5).

Список публикаций:

- [1] Шульман З.П. Конвективный теплоперенос реологически сложных жидкостей. – М.: Энергия, 1975. 351 с.
- [2] Реология. Под ред. Эйриха Ф. – М.: Изд. ин. лит., 1962, 822 с.
- [3] Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса. – М.: Химия, 1974, 687 с.
- [4] Chorin A.J. Numerical solution of Navier – Stokes equations – Math. Comput., 1968, p. 745-762.
- [5] Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. М.: Мир, 1991. Т.1. – 504 с.
- [6] Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984, 150 с.
- [7] Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980, 616 с.

Численное исследование гидродинамики закрученного турбулентного потока в рабочей камере воздушно-центробежного классификатора

Хайруллина Виктория Юрьевна

Хайруллин Марсель Мансурович

Томский государственный университет

Шваб Александр Вениаминович

vikushka1985@inbox.ru

В настоящее время существенно возросли потребности в получении тонкодисперсных порошков заданного гранулометрического состава. Наиболее эффективными и экологически чистыми способами получения таких порошков являются пневматические методы переработки. Для процессов фракционной классификации порошковых материалов становится наиболее перспективным использование вихревых камер, циклонных и ротационных сепараторов, воздушно-центробежных классификаторов. Технологическое развитие процессов классификации и сепарации твердой фазы невозможно без глубокого теоретического исследования гидродинамики несущей среды. Сложность этих течений стимулирует использование при их изучении самых современных методов исследования. Экспериментальные исследования в этой области требуют больших технологических и финансовых затрат, поэтому всё более актуальным становится разработка численных моделей, позволяющих адекватно описывать аэродинамическую обстановку в сепарационной зоне центробежных аппаратов.

В настоящей работе исследуется стационарное закрученное турбулентное течение в рабочей зоне классификатора.

Геометрия зоны сепарации воздушно-центробежного классификатора [1], в которой собственно и происходит процесс разделения порошка на крупный и мелкий продукт, представляет собой два параллельно расположенных на расстоянии H друг от друга плоских диска, вращающихся с угловой скоростью Ω_w вокруг своей оси OZ (рис. 1).

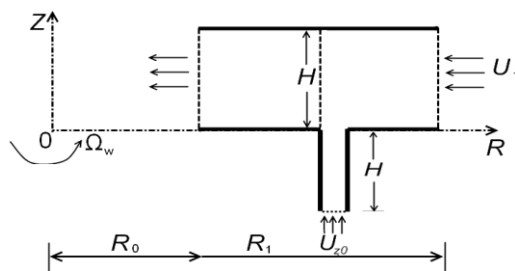


рис.1 Схема расчетной области

С внешней стороны по периметру получившегося цилиндра (при $R=R_1$) задается равномерное распределение радиальной скорости $U_1=Q/2\pi HR_1$, где Q – объёмный расход несущей среды при стационарном режиме турбулентного течения, а также считается известной среднее значение угловой скорости вращения газа Ω_g во входном сечении. На выходной границе при $R=R_0$ для всех искомым переменных ставятся условия Неймана ($\partial/\partial r=0$). На стенках используются условия прилипания жидкости. Для окружной компоненты скорости это условие приводит к зависимости $u_\phi=R\omega\cdot r$, где $R\omega = \Omega_w H/U_1$ – параметр вращения дисков и $r=R/H$ – текущее значение радиуса. К нижнему диску подведен патрубок длиной H и шириной C , через который подается воздух с частицами с постоянной скоростью U_{z0} .

Рассматриваемую задачу удобнее решать в цилиндрической системе координат. Основными уравнениями, описывающими турбулентное течение несжимаемой вязкой жидкости, являются уравнения количества движения (уравнения Рейнольдса) и уравнение неразрывности. Эта система уравнений является незамкнутой. Для ее замыкания применяется концепция турбулентной вязкости Буссинеска, согласно которой рейнольдсовы напряжения считаются пропорциональными скорости деформации осредненного течения. Для определения турбулентной вязкости используется двухпараметрическая « $k-\omega$ » модель турбулентности Уилкокса [2], которая содержит уравнения переноса для кинетической энергии пульсационного движения k и ее удельной скорости диссипации ω .

Решение системы уравнений проводилось в физических переменных «скорость-давление» на разнесённой разностной сетке. В качестве метода решения использовалась схема физического расщепления полей скорости и давления [3]. Система уравнений сводилась к решению уравнений переноса с помощью метода факторизации [4], который имеет второй порядок точности по времени. Конвективные члены уравнений переноса представлены с использованием экспоненциальной схемы, что обеспечивает второй порядок точности по координатам и снимает ограничение по сеточному числу Рейнольдса [5]. На каждом шаге по времени вводились дополнительные итерации для уточнения конвективных членов, а также для интегрирования уравнение Пуассона для поправки к давлению с необходимой точностью.

В результате численного расчета были получены поля скорости, кинетической энергии пульсационного движения и ее скорости диссипации. Существенное влияние на течение оказывает отношение расходов через входное сечение и сечение патрубка. Также проводилось параметрическое исследование. Изменялись режимные параметры течения и геометрические размеры исследуемой области.

Представленное исследование позволяет не только разобраться в сложной картине закрученного турбулентного течения и, таким образом, способствовать разработке новых перспективных способов классификации порошков, но и оптимизировать режимные и геометрические параметры существующих установок.

Список публикаций:

- [1] Росляк А.Т., Бирюков Ю.А., Пачин В.Н. *Пневматические методы и аппараты порошковой технологии*. Томск: Изд-во ТГУ, 1990. – 273 с.
- [2] Wilcox D.C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. // *AIAA J.* 1988. V. 26. № 11. P. 1299-1310.
- [3] Chorin A.J Numerical solution of Navier-Stokes equation. // *Math. Comput.* 1968. V.22. P. 745-762.
- [4] Флетчер К. *Вычислительные методы в динамике жидкостей*. М.: Мир, 1991. Т.1. – 504 с.
- [5] Патанкар С. *Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости*. М.: Энергоатомиздат, 1984. –150с.

Математическое моделирование извлечения метана из подземного пространства угольной шахты

Харик Екатерина Константиновна

Томский государственный университет

Астанин Александр Владимирович, к.ф.-м.н.

kharik@sibmail.com

Каменный уголь является одним из основных энергоресурсов в России. На его долю приходится около трети выработки энергии и тепла. Широко распространенный способ добычи угля – угольная шахта. Выработанные пространства, образующиеся в ходе работы горнодобывающего комбайна, представляют собой пористую среду и оказывают существенное влияние на аэрологию шахты, являясь одним из основных источников метана. Многие страны мира проявляют огромный интерес к альтернативным источникам добычи природного газа. Для проведения оценки экономической эффективности таких мероприятий необходимо проанализировать возможные объемы и скорость извлечения метана из подземного пространства.

В работе рассматривается течение, возникающее в результате выхода метана из обрушенного пространства горной выработки. Расчетная область представляет собой выработанное пространство различной геометрии, соединенное с поверхностью Земли скважиной. Для решения задачи используются интегральные законы сохранения массы, импульса и энергии, применяемые в теории фильтрации газов и жидкостей [1,2] с учетом пористости (ε) и массовых сил (g):

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho a d\Omega = - \int_S \rho \varepsilon (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS; \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho a \mathbf{u} d\Omega = - \int_S \rho a \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_S p a \mathbf{n} dS + \int_{\Omega} \mathbf{F}_c d\Omega + \int_{\Omega} \rho \mathbf{g} d\Omega; \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \varepsilon \left(e + 0,5 |\mathbf{u}|^2 \right) d\Omega + \int_S \rho \varepsilon (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) \left(e + \frac{p}{\rho} + 0,5 |\mathbf{u}|^2 \right) dS = \int_{\Omega} \rho \mathbf{g} \mathbf{u} d\Omega; \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho_m a d\Omega + \int_S \rho \varepsilon (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS = 0. \quad (4)$$

Задача решается численно методом Годунова. Сила сопротивления пористой среды учитывается по формуле Эргуна:

$$\overrightarrow{\mathbf{F}_c} = - \left(\frac{150 \eta \varepsilon (1 - \varepsilon)^2}{d^2 \varepsilon^3} + \frac{1,75 \rho \varepsilon^2 (1 - \varepsilon)}{d \varepsilon^3} \right). \quad (5)$$

Ширина и глубина скважины, величина пористости выбираются в зависимости от характера исследований.

В исследованиях вытеснения метана в зависимости от глубины залегания выработанного пространства показано, что с увеличением глубины залегания шахты уменьшается время вытеснения одинаковой доли метана, т.к. увеличивается перепад давления, также уменьшается время вытеснения одинаковой доли метана с увеличением ширины скважины вследствие большего расхода через скважину. Учет обрушенных пород в виде пористой среды приводит к существенному замедлению выхода метана из обрушенного пространства горной выработки угольной шахты, и это необходимо учитывать при прогнозировании добычи попутного метана. Проведено математическое моделирование вытеснения метана из обрушенного пространства с различной геометрией свода выработки и сравнение особенностей вытеснения метана из области в зависимости от характера постановки задачи. Показано, что при учете массовых сил время вытеснения одинаковой доли метана увеличивается вследствие затрат кинетической энергии на преодоление сил тяжести.

Список публикаций:

- [1] Харик Е. К., Астанин А. В. // Сб. трудов IV Всероссийской конференции молодых ученых «ФХВС». Томск: Изд-во «ТМЛ-Пресс». 2008. С. 306.
- [2] Харик Е. К. // Материалы II Международной научно-практической конференции «Молодежь и наука: реальность и будущее». Невинномысск: Изд-во «НИЭУП». 2009 Т. VIII. С. 544.
- [3] Харик Е. К., Астанин А. В. // Сб. трудов V Всероссийской конференции молодых ученых «ФХВС». Томск: Изд-во «ТМЛ-Пресс». 2009. С. 390.
- [4] Харик Е. К., Астанин А. В. // Сб. трудов XIII Всероссийской молодежной конференции-школы «Современные проблемы математического моделирования». Ростов-на-Дону: Изд-во: Южного федерального ун-та. 2009. С. 429.
- [5] Харик Е. К., Астанин А. В. // Сб. материалов II Международной школы-конференции молодых ученых «Физика и химия наноматериалов». Томск: Изд-во «ТМЛ-Пресс». 2009. С. 257.
- [6] Харик Е. К. // Материалы Всероссийской научной студенческой конференции молодых ученых «Наука. Технологии. Инновации.». Новосибирск: Изд-во НГТУ. 2009. ч. I. С. 146.

Особенности метода сглаженных частиц при моделировании несжимаемой жидкости со свободной поверхностью

Хвостова Ольга Евгеньевна

Авербух Е.Л.

*Национальный исследовательский университет «Высшая Школа Экономики»
Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева*

*Куркин Андрей Александрович
nnlo@yandex.ru*

Метод сглаженных частиц впервые был предложен в 1977 г. Леоном Льюси и независимо Бобом Джингольдом и Джо Монаганом [1] и применялся для астрофизических расчетов, для моделирования движения сжимаемых сред. В настоящей работе рассмотрено применение данного метода для расчета течений

несжимаемой жидкости со свободной поверхностью. Основное внимание уделено постановке граничных условий при моделировании.

Основные уравнения механики сплошной среды, включающие в себя уравнения движения Навье-Стокса и уравнение неразрывности, в случае ньютоновской вязкой жидкости имеют следующий вид:

$$\frac{dv^a}{dt} = F^a - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x^a} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial}{\partial x^b} (\Gamma^{ab}) \quad (1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \operatorname{div}(v) \quad (2)$$

где $a, b = 1, 2, 3$ – числовые индексы координат, v^a – компоненты вектора скорости, F^a – компоненты вектора плотности объемных сил, p и ρ – давление и плотность жидкости соответственно, μ – коэффициент динамической вязкости, а Γ^{ab} – тензор поверхностных напряжений.

Основная идея метода сглаженных частиц состоит в дискретизации сплошной среды конечным набором лагранжевых частиц, которые движутся со скоростью потока и допускают произвольную связность между собой, что позволяет отказаться от использования сеток и назвать метод бессеточным. Частицы обладают всеми характеристиками среды: координатами, скоростью, массой, плотностью, давлением и энергией.

Все функции, входящие в систему уравнений движения, например, давление или плотность, представляются в виде интегралов по области течения от этих функций с весовой функцией Дирака:

$$A(r) = \int_{\Omega} A(r') \delta(r - r', h) dr' \quad (3)$$

Для реализации граничных условий возможно использовать различные методы. В классическом методе сглаженных частиц используются «виртуальные» частицы (частицы Монагана) [1], которые располагаются вдоль твердой границы в один ряд, не меняют своих координат и действуют на частицы подвижной среды посредством некоторого потенциала взаимодействия. В другом случае, частицы располагаются вдоль границы в несколько слоев (частицы Морриса) [2] и значения характеристик этих частиц вычисляются исходя из их значений в частицах подвижной среды. Это позволяет решить одну из главных проблем метода сглаженных частиц – несимметричность функции ядра вблизи границы.

Существует третий подход [3], когда при приближении частицы рассматриваемого потока к границе ближе чем на расстояние d вычисляется сила давления со стороны границы в направлении $\hat{n}(r_i)$:

$$F_i^{press} = m_i \frac{\Delta x_i}{dt^2} = m_i \frac{(d - |\vec{r}_{iw}|) \hat{n}(r_i)}{dt^2}, \quad (9)$$

где $|\vec{r}_{iw}|$ – расстояние от частицы i до граничной частицы.

Частицы, принадлежащие свободной границе, идентифицируются по их плотности: плотность частиц, принадлежащих свободной границе, меньше плотности внутренних частиц среды в силу недостатка соседей с одной стороны границы.

На свободной поверхности действует дополнительная сила – сила поверхностного напряжения, которая в уравнении (1) задана тензором поверхностных напряжений:

$$f_a^{surface} = -\sigma \nabla^2 c_a \frac{\bar{n}_a}{\|\bar{n}_a\|} \quad (10)$$

где $\bar{n}_a$ – вектор нормали внутрь поверхности жидкости для частицы a , c_a – коэффициент поля напряжений, взятый для частицы a , σ – коэффициент поверхностного напряжения, который зависит от свойств жидкости.

Коэффициент поля напряжений c_a – это дополнительный коэффициент, который принимает значение 1 точно в месте расположения частицы a и значение 0 в остальных точках пространства. В формулировке метода сглаженных частиц его значение будет вычисляться следующим образом:

$$c_a = c(r_a) = \sum_b c_b \frac{m_b}{\rho_b} W(r_a - r_b, h) = \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} W(r_a - r_b, h) \quad (11)$$

Градиент коэффициента поля напряжений соответствует нормали по направлению внутрь поверхности жидкости, причем $\|\bar{n}_a\| > 0$ только вблизи поверхности и на ней.

Для моделирования движения жидкости необходимо на каждом новом временном шаге обновлять положение каждой частицы. Для получения более точных численных результатов при нахождении скорости и положения частиц лучше использовать неявные методы: предиктор-корректор либо метод полушагов.

В заключение хотелось бы отметить еще одну особенность метода сглаженных частиц. Если область расчета будет замкнутой (т.е. границы области расчета представляют собой твердые стенки), в таком случае количество частиц жидкости остается постоянным, а значит, закон сохранения массы выполняется автоматически, и уравнение (2) обчитывать не нужно. Данная особенность метода позволяет упростить и, соответственно, ускорить вычисления.

Список публикаций:

- [1] Monaghan, J.J. *Smoothed Particle Hydrodynamics*. / J.J. Monaghan. *Annual Reviews Astronomy. Astrophysics*. 1992. No 30. P.543-574
- [2] Kelager, M. *Lagrangian Fluid Dynamics Using Smoothed Particle Hydrodynamics*. / M. Kelager. University of Copenhagen. Denmark, 2006.
- [3] Harada, T. *SPH on GPU's*. / T. Harada, S. Koshizuka, Y. Kanaguchi. Tokyo, Japan. 2006.

Исследование нелинейных процессов в гиперзвуковом пограничном слое конуса при различных затуплениях носика

Чимытов Тимур Андреевич

Бунтин Дмитрий Анатольевич

ИТПМ СО РАН им. С. А. Христиановича

Маслов Анатолий Александрович

tchimyrov@gmail.com

Исследование механизмов ламинарно-турбулентного перехода при гиперзвуковых скоростях потока имеют большую ценность с точки зрения разработки перспективных летательных аппаратов. Поскольку типичная форма передней части гиперзвукового летательного аппарата - конусообразное тело с небольшим радиусом затупления носика, то целесообразно исследовать механизмы перехода пограничного слоя на телах подобной формы.

В случае небольших начальных возмущений свободного потока (что характерно для полетных условий) переход осуществляется за счет потери устойчивости течения. Конечной стадией такого перехода является развитие нелинейных взаимодействий. Предмет настоящей работы – изучение влияния притупления носика модели на нелинейные процессы в пограничном слое.

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе АТ-303 ИТПМ СО РАН при числе Маха набегающего потока $M=8$ и при единичных числах Рейнольдса $Re_{1\infty} = 4,4, 5,2$ и $6,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. В качестве модели использовался конус с углом полураствора 7 градусов и длиной 500 мм. Конус находился под нулевым углом атаки. Половина конуса в продольном направлении была покрыта пористым покрытием с нерегулярной микроструктурой. Модель имела несколько сменных носиков, имеющих радиусы затупления $R = 0, 1, 2, 4, 8$ мм. Измерения проводились при помощи датчиков АСТП (атомно-слоистая термопары), чувствительных к пульсациям теплового потока. Датчики АСТП находились как на пористой, так и на сплошной части конуса на расстоянии 972 мм от носика.

На (рис.1) показаны Фурье-спектры сигнала датчика АСТП при различных радиусах затупления носика ($Re_{1\infty}=4,4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$). Затупление носика приводит к уменьшению амплитуд возмущений, что видно на Фурье-спектрах. Влияние затупления становится значимым, начиная с $R=4$ мм для сплошной и $R=2$ мм для пористой поверхности конуса.

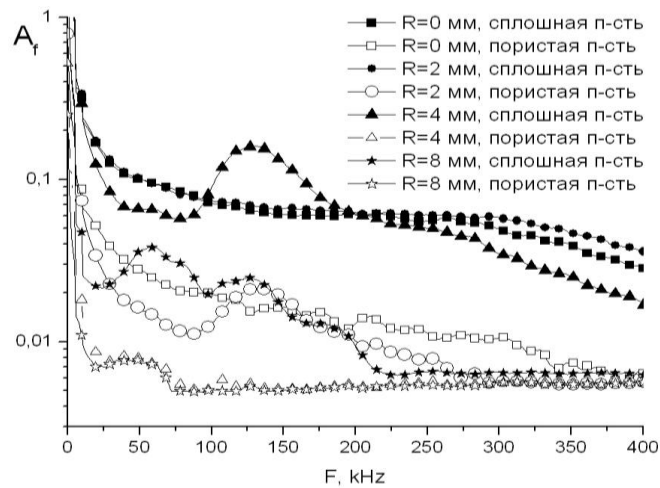


рис.1 Фурье-спектры сигнала датчика АСПП

Эффекты нелинейности выявлялись при помощи биспектрального анализа. Основные определения и свойства биспектрального анализа приведены в работе [1]. По результатам такого анализа обнаружено, что затупление носика не приводит к качественному изменению характера протекания нелинейных процессов. Однако благодаря притуплению происходил сдвиг в развитии нелинейных процессов. При малом радиусе затупления и в его отсутствии ($R=0-2$ мм) на сплошной поверхности датчик находился в турбулентной области. При $R=4$ мм на сплошной поверхности датчик попал в область развитой нелинейности с сопутствующим гармоническим резонансом. При дальнейшем увеличении радиуса датчик регистрировал слабые нелинейные процессы. Таким образом, можно констатировать постепенный сдвиг перехода вниз по потоку с ростом радиуса затупления носика. Во всем измеряемом диапазоне чисел Рейнольдса для каждого радиуса затупления нелинейные взаимодействия были практически идентичны. Но поскольку помимо стабилизирующего влияния затупления здесь присутствовало стабилизирующее влияние пористости, то область развитой нелинейности появлялась раньше: при $R=2$ мм и наблюдалась только в одном режиме при $Re_{1\infty}=4,4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Отсутствие здесь гармонического резонанса объясняется известным фактом подавления пористой поверхностью наиболее неустойчивой моды возмущения при гиперзвуковых течениях – акустической моды. Стоит отметить, что во всех проведенных измерениях обнаружены нелинейные взаимодействия в области низких частот. Это, возможно, связано с высоким уровнем шума, присутствующим в свободном потоке трубы АТ-303.

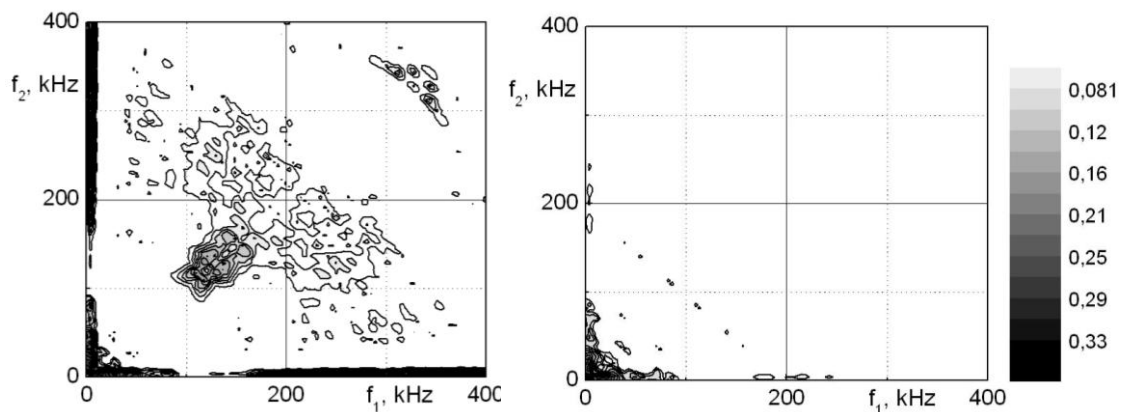


рис.2 Диаграммы бикогерентностей в переходной области. Слева – на сплошной ($R=4$ мм, $Re_{1\infty}=4,4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$), справа – напористой поверхности ($R=2$ мм, $Re_{1\infty}=4,4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$)

Работа выполнена при финансовой поддержке АВЦП «РНПВШ» №2.1.1/3963 и гранта РФФИ (№ 09-08-00679).

Список публикаций:

[1] Никиас Х. Л., Рагувер М. Р. Биспектральное оценивание применительно к цифровой обработке сигналов // Тр. Ин-та инж. электротехн. радиоэлектрон.: Пер. журн. Proc. IEEE. 1987. Т. 75, № 7. 5-30.

О взрывном вскипании жидкости из канала

Ялаев Андрей Витальевич

Бирская государственная социально-педагогическая академия

Шагапов Владислав Шайхулаязамович, д.ф.-м.н.

yavafly@mail.ru

Взрывное вскипание жидкостей, движущихся в канале или находящихся в емкостях под высоким давлением, превышающим равновесное значение фазовых переходов для текущих температур, представляет значительный теоретический и практический интерес. Опорожнения гидравлических систем с такими жидкостями при нарушении герметичности сопровождаются неравновесными фазовыми переходами с объемным паровыделением, приводящем в свою очередь к звуковому запираанию потоков.

К настоящему времени имеется достаточно добротные экспериментальные данные [1] по изучению опорожнения цилиндрической емкости с жестким дном, когда другое дно внезапно убирается. В частности в этой экспериментальной работе [1] представлены осциллограммы давления на разных местах цилиндрического канала, а также объемные содержания пара. В работах [2] предложены теоретические схемы описания взрывного опорожнения канала, применительно к экспериментальным данным из [1]. Однако в количественном плане эти предположения не могут объяснить значительное снижение давления (примерно на 1 МПа) за первой быстрой волной по сравнению со значением $P_s(T_0) \approx 3,5 \text{ МПа}$, соответствующим равновесному для исходной температуры $T_0 = 515 \text{ К}$. Кроме того, объемное содержание пара за быстрой волной повышается до значения $\alpha \approx 0,1$, вместо $\alpha = 0$, подсказываемого теорией. Для устранения отмеченных недостатков в количественном описании в последующих работах [3], предлагается уточнение теоретической модели с учетом неравновесных фазовых переходов и дробления пузырьков пара. Как нам представляется, главным недостатком выше перечисленных работ является полное игнорирование влияния капиллярных эффектов на межфазной поверхности.

В данной работе, показано что в жидкости всегда имеются микроскопические зародыши, содержащие мало растворимый газ, построено адиабатическое уравнение состояния, описывающее процесс залипания при снижении давления. Поэтому построенная адиабата, в зависимости от начального радиуса таких газовых зародышей и их объемного содержания, позволяет объяснить качественную и количественную поведения давления и объемного содержания пара в стакане.

Запишем уравнение состояния для равновесной модели:

$$P - P_0 = 2\sigma \left(\frac{1}{a_0} - \frac{1}{a} \right) + P_{g0} \left(\left(\frac{a}{a_0} \right)^3 \frac{T_s}{T_0} - 1 \right) + P_v - P_s(T_0) \quad (1)$$

Это уравнение связывает три переменные величины P , P_v и a . При этом на основании

$$\alpha = \frac{\alpha_0 (a/a_0)^3}{1 + \alpha_0 (a/a_0)^3} \quad (2)$$

текущего значения радиуса однозначно определяем объемное содержание парогазовой смеси. С другой стороны для средней плотности двухфазной смеси ρ можем записать

$$\rho = \rho_l^0 (1 - \alpha) + \rho_{vg}^0 \alpha \quad (3)$$

Далее рассмотрим предельный режим разжатия, когда отсутствует внешний подвод тепла в систему. Иначе говоря, адиабатическое разряжение.

Для средней плотности пузырьковой системы можем записать

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1 - x}{\rho_l^0} + \frac{x}{\rho_{vg}^0} \quad (4)$$

Здесь x - массовое содержание парогазовой смеси в пузырьках. Рассмотрим случай, когда $x \ll 1$ и $\rho_{vg}^0 \alpha \ll \rho_l^0 (1 - \alpha)$. После некоторых преобразований и использования уравнения Клапейрона-Клаузиуса получим

$$\alpha_0 \left(\frac{a}{a_0} \right)^3 = \left(\alpha_0 \left(1 + \frac{P_{g0}}{P_s(T_0)} \frac{R_v}{R_g} \right) + \frac{\rho_l^0 c_l T_0 (1 - T_s(P_v)/T_0) P_v T'_s(P_v)}{P_s(T_0) T_s(P_v)} \right) / \left(\frac{P_v}{P_s(T_0)} + \frac{P_{g0}}{P_s(T_0)} \frac{R_v}{R_g} \frac{T_s(P_v)}{T_0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 \right) \quad (5)$$

Эта формула дает однозначно зависимость между парциальным давлением пара в пузырьке P_v и значением их текущего радиуса. Поэтому с помощью (5) в (1) формально исключить P_v и получить зависимость P от a и тем самым с учетом (2) и (3) уравнение состояния в виде $P(\rho)$ (или $\rho = \rho(P)$). Эти зависимости будем называть адиабатой жидкости с газовыми зародышами.

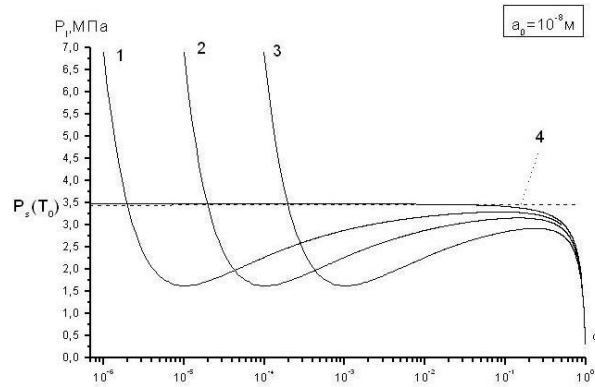


рис.1 Зависимость P_l от α

Далее приведем количественные зависимости между давлением жидкости и объемным паросодержанием газа α для различных начальных данных (рис.1). Для всех кривых имеет место следующее значение для начального радиуса пузырьков: $a_0 = 10^{-8}$ м. Для кривых 1,2,3 начальное объемное паросодержание газа $\alpha_0 = 10^{-6}$, $\alpha_0 = 10^{-5}$, $\alpha_0 = 10^{-4}$ соответственно. Кривая №4 соответствует равновесной модели. Из рисунка видно, что модель, учитывающая капиллярные силы хорошо описывает данное явление.

Список публикаций:

- [1] Edwards A.R., O'Brien T.R. Studies on phenomena connected with depressurization of water reactions // J.Brit. Nucl. Engng. Soc. 1970. V. 9. №2. P. 125-135.
- [2] Лабунцов Д.А., Авдеев А.А. Теория скачка вскипания // Теплофизика высоких температур. 1981. Т. 19. №3. С. 552-556.
- [3] Ивашинов О.Е., Ивашина М.Н., Смирнов Н.Н. Ударные волны разряжения в потоках неравновесно кипящей жидкости // Механика жидкости и газа. 2000. №4. С. 20-33.