

Основные направления  
развития механики жидкости и газа  
в Российской Федерации.

*К 60-летию образования научного совета  
по механике жидкостей и газов  
при Отделении энергетики,  
машиностроения, механики и процессов  
управления РАН*

### НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО МЕХАНИКЕ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ ПРИ ОТДЕЛЕНИИ МЕХАНИКИ И ПРОЦЕССОВ УПРАВЛЕНИЯ АН СССР

Научный совет по механике жидкостей и газов образован решением годовичного собрания Отделения механики и процессов управления АН СССР 14 января 1964 г. В состав Совета вошли ведущие ученые в области механики и аэрогидродинамики институтов АН СССР и Сибирского отделения АН СССР, МГУ, союзных отраслевых и учебных институтов и ученые союзных республик.

В бюро Совета вошли: Акад. Л. И. Седов (председатель Совета), доктор физ.-мат. наук Л. Г. Лойцянский, член-кор. АН СССР В. В. Струминский чл.-корр. АН СССР Г. Г. Черный (заместители председателя), Н. Ю. Кишкина (ученый секретарь).

Постановлением Президиума АН СССР от 3 июля 1964 г. на правах отделения Научного совета создан Совет по проблемам гидромеханики АН Укр. ССР.

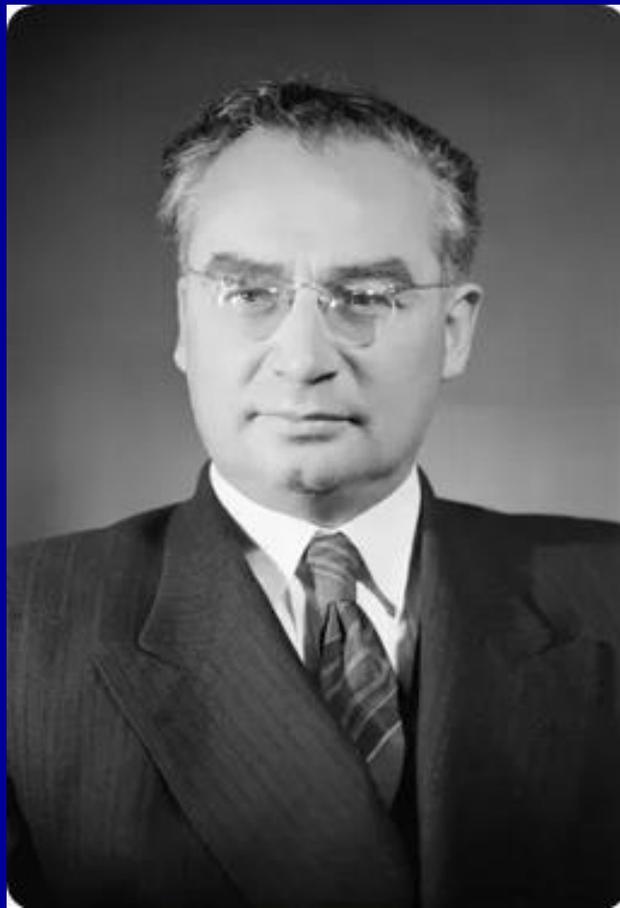
Научным советом за истекший период проведено восемь пленарных заседаний и две научные сессии. Заседания Совета были посвящены выработке важнейших научных направлений по проблемам механики жидкостей и газов.

Для анализа состояния научных исследований по проблемам механики жидкостей и газов, а также для определения перспектив решения этих проблем на ближайшие годы Совет выделил ученых, которые составили развернутые проблемные записки по каждой из сформулированных проблем.

При обсуждении проблемы «Применение механики жидкостей и газов к проблемам химической технологии и реологии» Совет постановил провести научную сессию и заслушать доклад Г. И. Баренблатта на тему — «Проблемы химии и биологии в механике сплошных сред». Сессия состоялась 5 мая 1964 г. Три доклада по отдельным вопросам было заслушано на заседаниях Совета: «Гидродинамические проблемы, возникающие при движении быстроходных судов на поверхности воды» (И. Т. Егоров); «Поведение воздушных пузырьков в жидкости при вибрации» (Ю. Л. Якимов); «Обзор работ по горению в сверхзвуковом потоке» (Л. А. Клячко).

С целью широкого обсуждения выработанных проблем Совет постановил провести расширенную сессию в виде специальной конференции.





- Выдающийся ученый-механик
- Выдающийся педагог, имевший много учеников и последователей
- «Отец спутника»

# Бюро ИС

- Заместители председателя
- д.ф.м. н. Л.Г. Лойцянский,
- член-корр. АН СССР В.В. Струминский,
- чл.-корр. АН СССР Г.Г. Черный,
- должность ученого секретаря заняла  
Н.Ю. Кишкина.



# Начало работы

- Вследствие обсуждения проблемы «Применение механики жидкостей и газов к проблемам химической технологии и реологии», Совет 5 мая 1964 года провел научную сессию и заслушал доклад Г.И. Баренблатта на тему – «Проблемы химии и биологии в механике сплошных сред».
- На заседаниях Совета было также заслушано три доклада по другим вопросам:
- И.Т. Егоров «Гидродинамические проблемы, возникающие при движении быстроходных судов на поверхности воды»;
- Ю.Л. Якимов «Поведение воздушных пузырьков в жидкости при вибрации»;
- Л.А. Клячко «Обзор работ по горению в сверхзвуковом потоке».

*Баку с 1 по 5 ноября 1965 года*

1. **Галин Л. А.** *Развитие проблем теории фильтрации и подземной гидромеханики нефти и газа*
2. **Абасов М. Т., Джалиев К. Н.** *Развитие вопросов подземной гидродинамики в Азербайджане*
3. **Мирзаджанзаде А. Х., Мовсумов А. А., Саидрза Т. К.** *Гидродинамические основы осложненных процессов проводки скважин*
4. **Касимов А.Ф., Мирзаджанзаде А.Х., Перивердян А. М., Петрошевский Е. И.** *Газо-гидродинамические исследования задач нефтедобычи*
5. **Лойцянский Л. Г., Монин А. С.** *Динамика вязкой жидкости и газа, пограничный слой, турбулентность теплопередача*
6. **Абрамович Г. Н., Гембаржевский М. Я., Ушаков К. А., Федявский К. К., Шепелев И. А.** *Промышленная аэродинамика*
7. **Баренблатт Г. И., Левич В. Г.** *Химическая механика — применение механики жидкости и газов к задачам химической технологии, химической кинетики и реологии*
8. **Голубинский А. И., Никольский А. А., Райзер Ю. П., Рыжов О. С, Смирнов В. А.** *Проблемы неустановившихся движений сплошной среды*
9. **Струминский В. В., Сычев В. В., Теленин Г. Ф.** *Аэродинамика больших скоростей*
10. **Войт С. С, Линейкин П. С, Моисеев Н. Н.** *Движение весомой и невесомой жидкостей*
11. **Егоров И. Т., Логвинович Г. В., Лотов А. Б., Эпштейн Л. А., Якимов Ю. Л.** *Гидродинамика больших скоростей*
12. **Коган М. Н., Куликовский А. Г., Любимов Г. А., Черный Г. Г.** *Механика плазмы и разреженных газов*
13. **Андроникашвили Э.Л., Мамаладзе Ю.Г.** *Квантовые эффекты в жидкости*

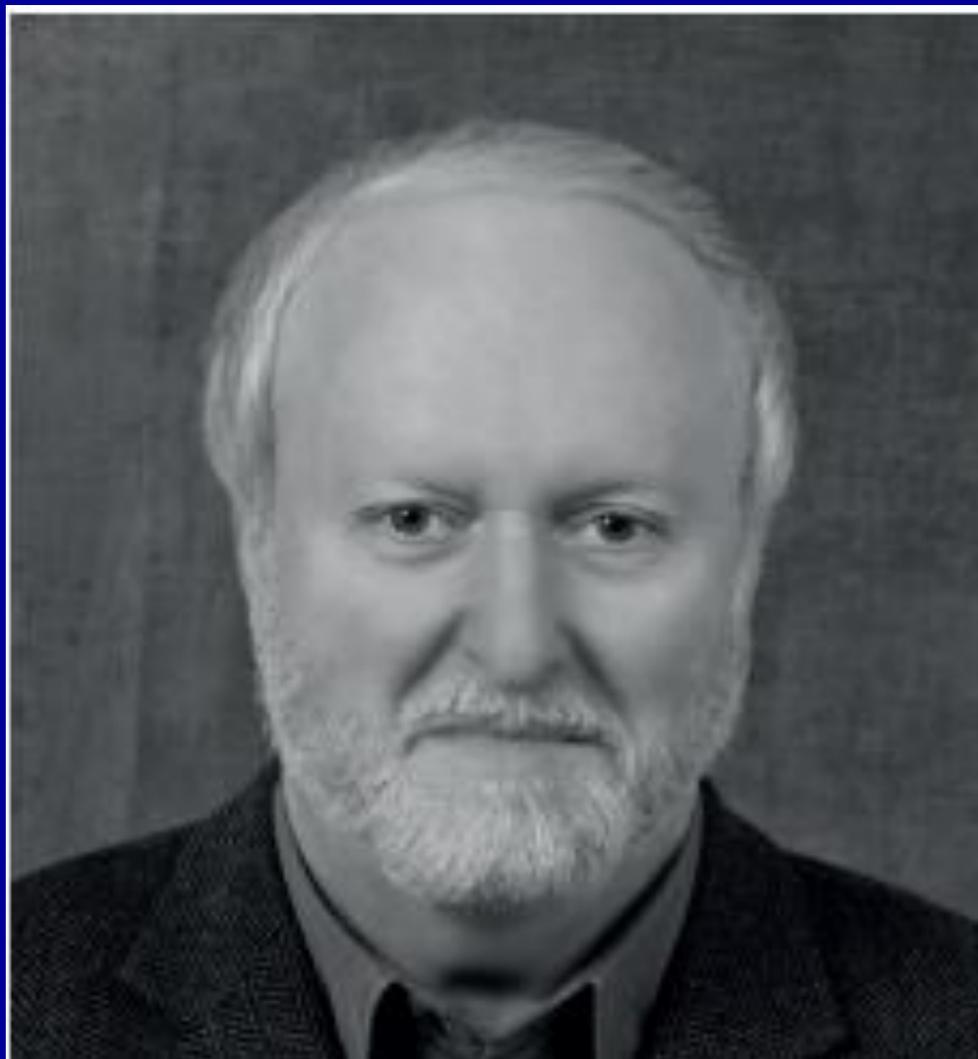
По итогам конференции было отмечено, что свободное обсуждение стоящих перед организациями, научными коллективами и отдельными учеными проблем позволяет избежать ошибок в выборе направлений работы, сконцентрировать усилия и материальные ресурсы для решения наиболее важных задач.

МЕХАНИКА  
В  
СССР  
ЗА 50 ЛЕТ

1. Гуревич М.И. *Теория струй*
2. Логвинович Г.В., Эпштейн Л.А. *Гидродинамика движения тел в воде с большими скоростями*
3. Моисеев Н. Н. *Некоторые вопросы гидродинамики поверхностных волн*
4. Войт С.С. *Теория приливных волн*
5. Никольский А.А., Серебрянский Я.М., Сычев В.В. *Аэродинамика установившегося обтекания тел при дозвуковых скоростях*
6. Степанов Г.Ю. *Гидродинамическая теория решеток*
7. Черный Г.Г. *Теория сверхзвуковых течений газа*
8. Зельдович Я.М., Райзер Ю. П. *Ударные волны, сильные взрывы, физические процессы в газовых течениях*
9. Губкин К.Е. *Распространение взрывных волн*
10. Забабахин К.И. *Явления неограниченной кумуляции*
11. Щелкин К.И. *Теория горения и детонации*
12. Коган М. Н., Коробейников В.П., Куликовский А.Г., Любимов Г.А. *Механика разреженного газа и плазмы и магнитная гидродинамика*
13. Монин А. С., Яглом А.М. *Механика турбулентности*
14. Лапин Ю.В., Лойцянский Л. Г., Лунькин Ю.П., Нейланд В.Я., Сычев В.В. Тирский Г.А. *Динамика вязких жидкостей и газов, теория ламинарных и турбулентных пограничных слоев*
15. Кибель И.А. *Гидродинамический (численный) краткосрочный прогноз погоды*
16. Михайлов Г.К., Николаевский В.Н. *Динамика жидкостей и газов в пористых средах*
17. Андроникашвили Э.Л., Зиновьева К.Н., Мамаладзе Ю.Г., Питаевский Л.П. *Свойства квантовой жидкости*
18. Васильев О.Ф., Лятхер В.М. *Гидравлика*
19. Абрамович Г. Н., Брусиловский И.В., Гиневский А.С., Соломахова Т.С., Федяевский К.К. *Промышленная аэродинамика*

1917-1967

# Николай Андреевич Остапенко (1943 - 2020)



# 2024



- На 2024 год Совет возглавляет академик РАН В.А. Левин.
- Заместителями председателя являются академик РАН С.Т. Суржиков и д.ф.м.н. А.Н. Крайко,
- должность ученого секретаря занимает А.Н. Богданов.
  
- В Бюро Совета входят также академик РАН А.М. Липанов и д.ф.м.н. В.В Марков.
- Членами Совета состоят еще 24 ученых из Москвы, Санкт-Петербурга, Владивостока, Казани, Новосибирска, г. Жуковский Московской области.
  
- Совет ежегодно собирает информацию о наиболее значительных научных результатах в области механики жидкостей и газов, полученных за прошедший год, публикациях, проведенных научных мероприятиях по представлениям ученых секретарей НИИ, входящих в Отделение энергетики, машиностроения, механики и процессов управления РАН. Это позволяет получать информацию из ведущих научных центров страны, работающих в области механики жидкости и газа, анализировать новые научные результаты, определять перспективные научные направления. Проводимые исследования носят, в основном, инициативный характер.



НИИ механики МГУ



*Баллистический вакуумный бассейн  
Гидроканал  
Гидробаллистический стенд*

*Баллистический бак высокого давления  
Кавитационная гидродинамическая  
установка*

**ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ  
УСТАНОВКИ**



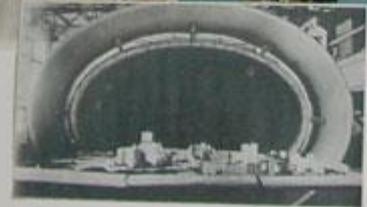
Сверхзвуковые детонационные волны в потоке  
в модели для изучения аэродинамической трубы  
с возмущением для случая  
аэродинамический истечения в сверхзвуковом потоке



Гиперзвуковая труба ГАУ  
Сверхзвуковые установки  
АР-2, А-3, А-7, А-8  
Дозвуковая труба А-6



Аэродинамические  
установки



Ударная труба УТС  
Высотная труба ВУТ



**Взрывные камеры**

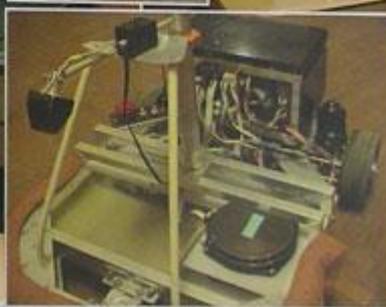
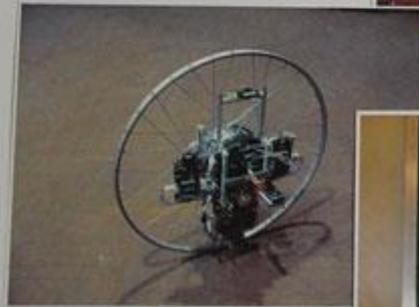


**Экспериментальные  
установки цикла механики  
твёрдого деформируемого  
тела**

**Высокотемпературные установки:  
ЦДМХВ-30000, ИМЕХ-5, Zwick-100  
AK1958**

**Установка ИМАШ 20-78  
Оптико-механическая  
установка  
Установка ИР-15**

*Колесно-шагающий аппарат  
Автономные мобильные колесные роботы  
Виртуальный полигон  
Шестиногий шагающий робот*



*Одноколесный Робот-Гироколесо  
«Марсоход» (компьютерная модель)*

# Съезды по механике XIII. Санкт-Петербург. 2023



# ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

- 1. КЛИМАТ, ОЗОНОВЫЙ СЛОЙ, ЭНЕРГЕТИКА**  
*Алексеев С.В.*
- 2. ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ПРОЕКТЫ ОАО "РЖД": ПОДВИЖНОЙ СОСТАВ И ИНФРАСТРУКТУРА**  
*Андреев В.Е.*
- 3. РОЛЬ МЕХАНИКИ И ПЕРЕДОВЫХ ЦИФРОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ В РАЗВИТИИ ВЫСОКОТЕХНОЛОГИЧНЫХ ОТРАСЛЕЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ**  
*Боровков А.И.*
- 4. ПРОБЛЕМА СИНГУЛЯРНОСТИ РЕШЕНИЙ В МЕХАНИКЕ**  
*Васильев В.В., Лурье С.А.*
- 5. ВКЛАД ШКОЛЫ Д.Е. ОХОЦИМСКОГО В ТЕОРИЮ МЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ДЕФИЦИТОМ УПРАВЛЕНИЯ**  
*Голубев Ю.Ф.*
- 6. ЛИНЕЙНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ: КВАДРАТИЧНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ, СИНГУЛЯРНЫЕ ИНВАРИАНТНЫЕ ПОДПРОСТРАНСТВА И СТЕПЕНИ УСТОЙЧИВОСТИ**  
*Козлов В.В.*
- 7. МЕХАНИКА СПЕЦМАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ**  
*Сильников М.В.*
- 8. ЦИФРОВОЙ ИНЖИНИРИНГ И ЗАДАЧИ МЕХАНИКИ В НЕФТЕГАЗОВОЙ ОТРАСЛИ**  
*Хасанов М.М.*

# Механика жидкости и газа

- гидродинамика 85
- аэродинамика и газовая динамика 77
- физико-химическая механика сплошных сред 52
- механика многофазных сред 83
- задачи фильтрации 41
- горение и взрыв 37
- устойчивость течений и турбулентность 87

476 докладов

# Ежегодный отчёт ИС

- Институт проблем механики РАН



- Институт гидродинамики СО РАН



- Институт теоретической и прикладной механики СО РАН



- Институт механики сплошных сред УрО РАН



- Институт механики и машиностроения КНЦ РАН

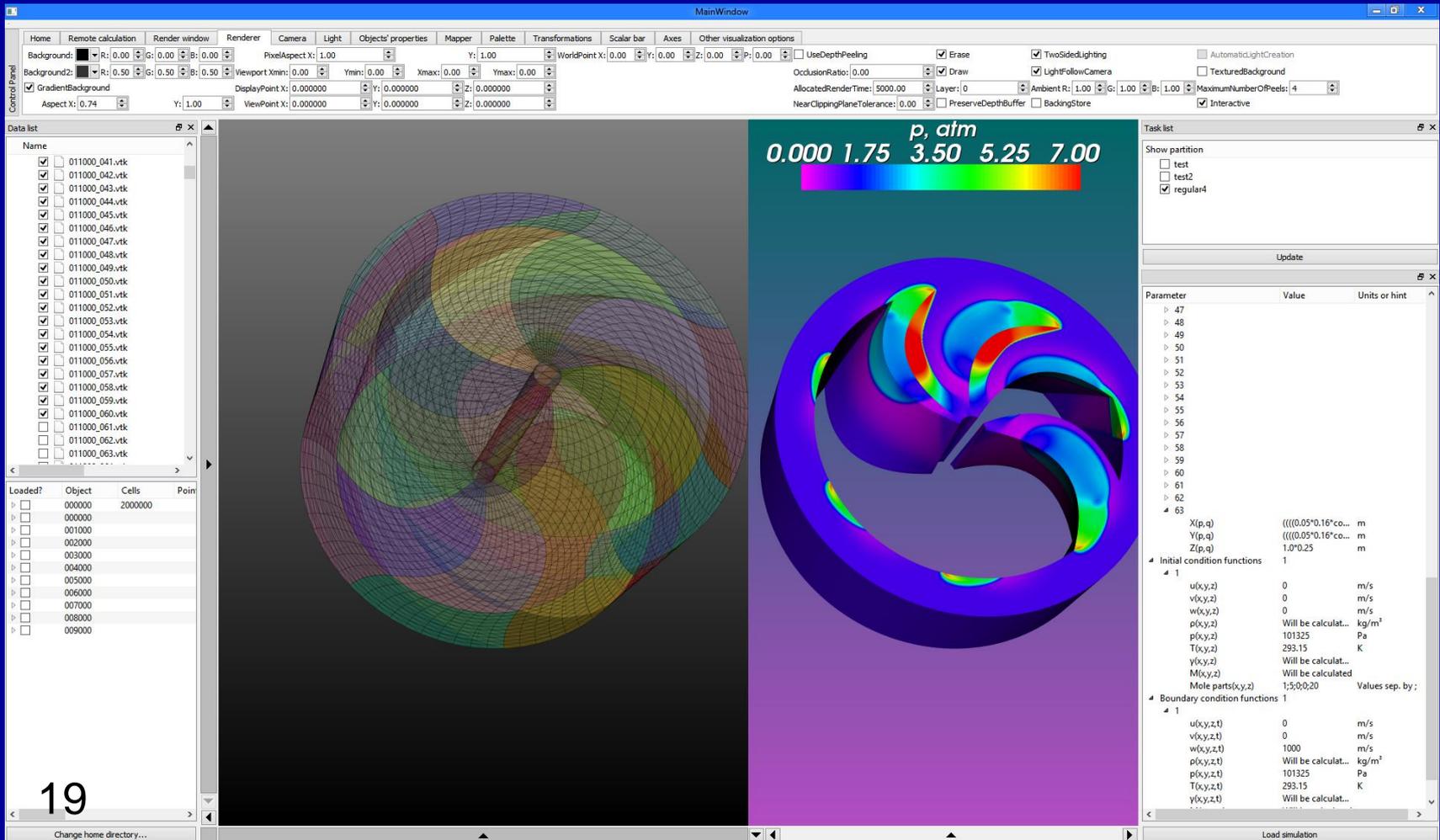


- Институт механики УФИЦ РАН

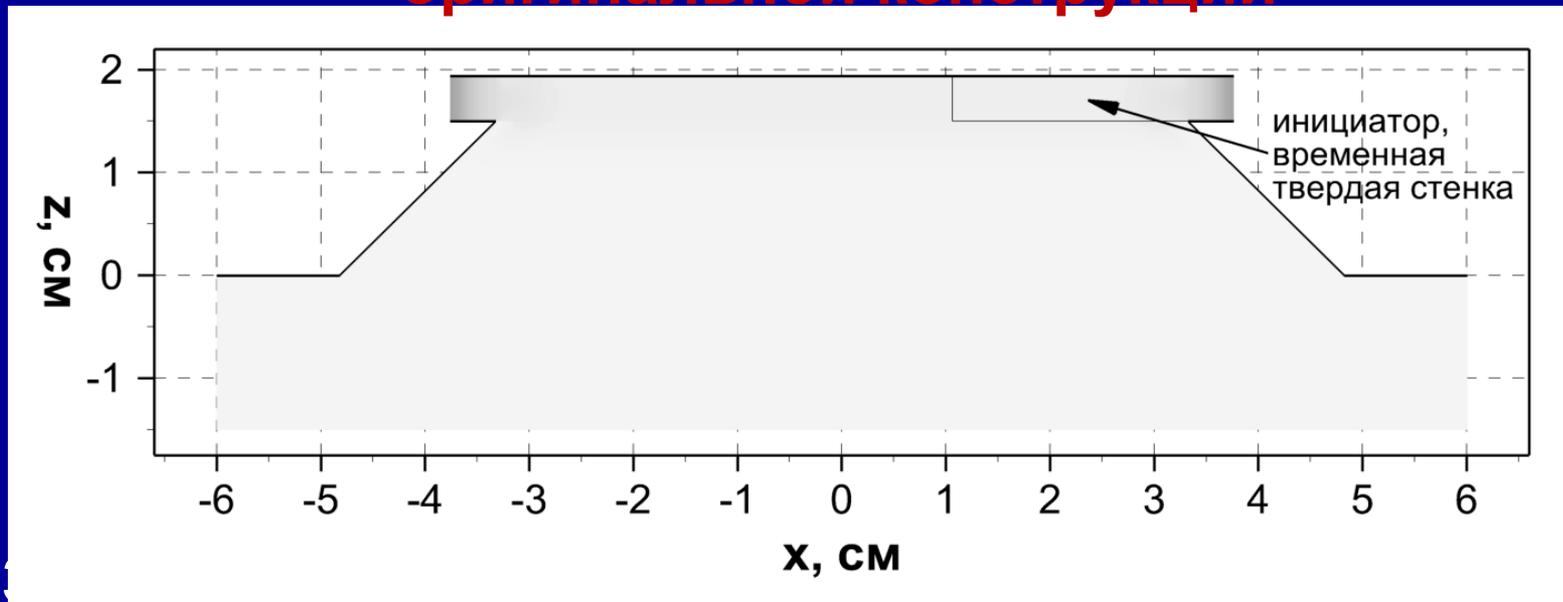


# Программный комплекс

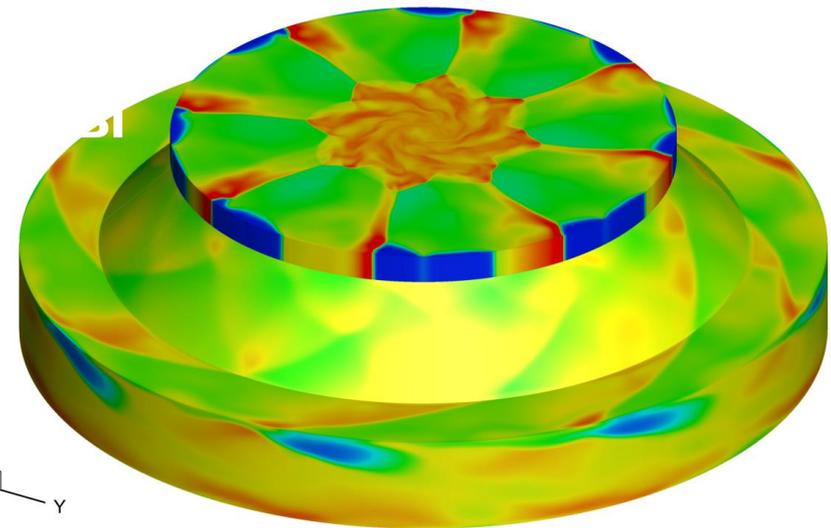
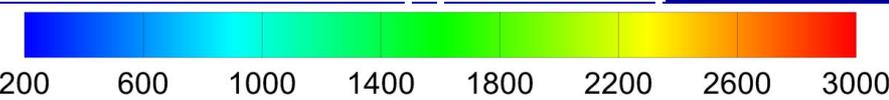
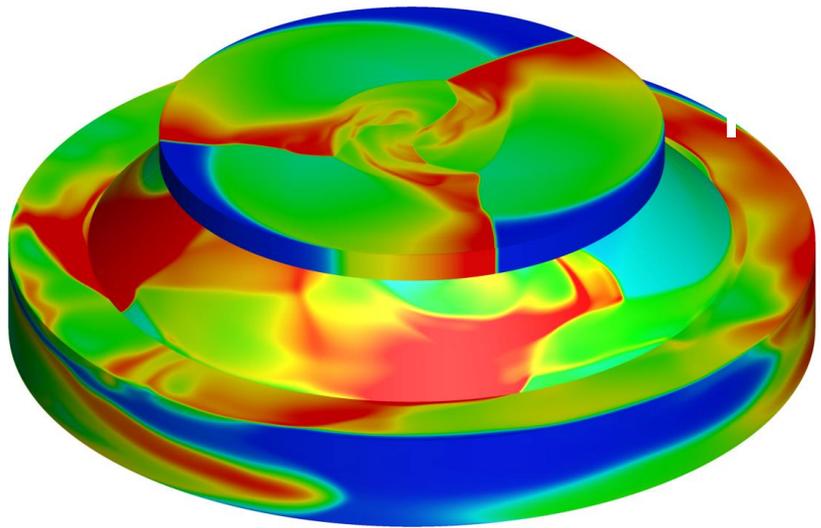
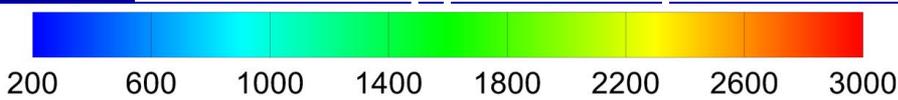
Для выполнения задач проекта использован программный комплекс, представляющий собой «виртуальную экспериментальную установку» и позволяющий моделировать 1D-, 2D- и 3D-течения многокомпонентных инертных и реагирующих сред. Программный комплекс имеет современный графический интерфейс и позволяет изучать течения с вращающейся детонацией в камерах сгорания сложной геометрии.



# Исследована вращающаяся детонация в камере сгорания оригинальной конструкции

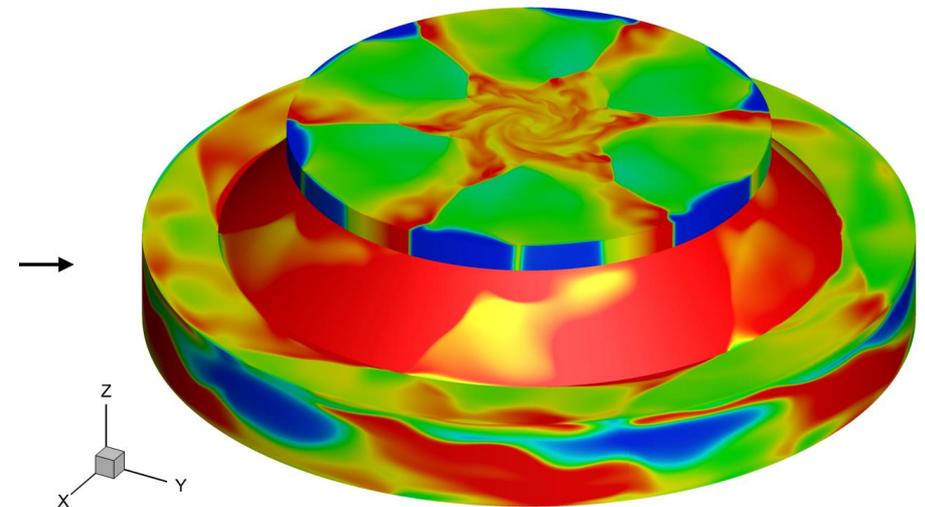
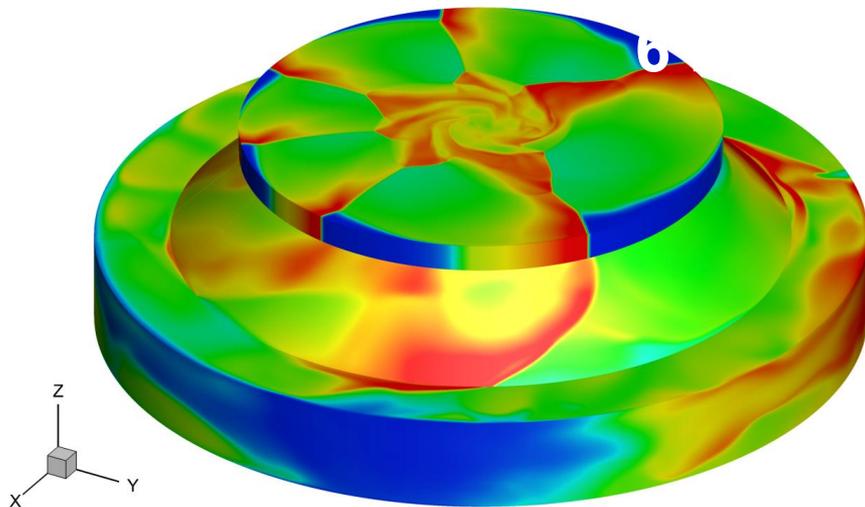
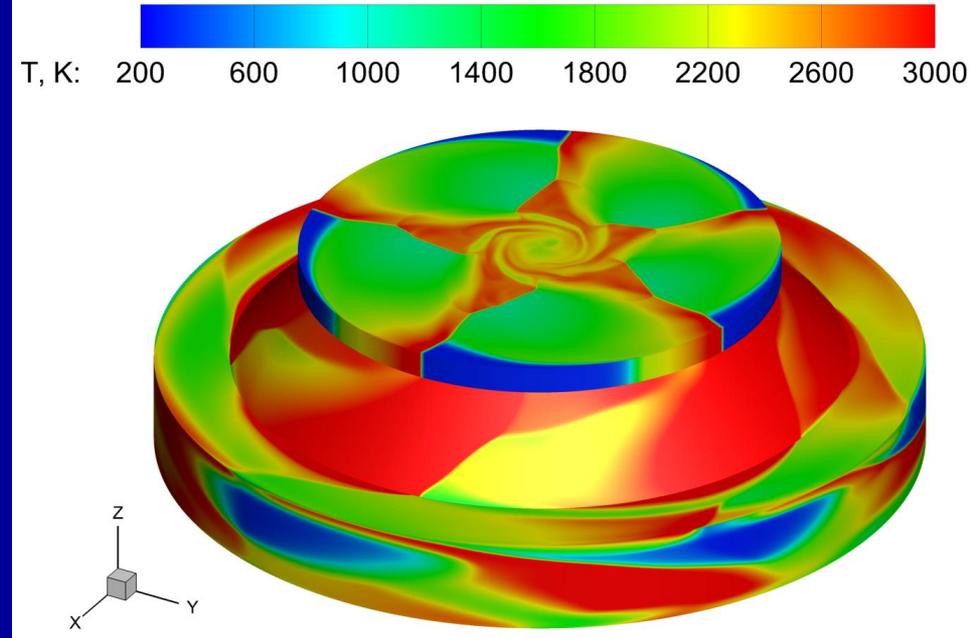


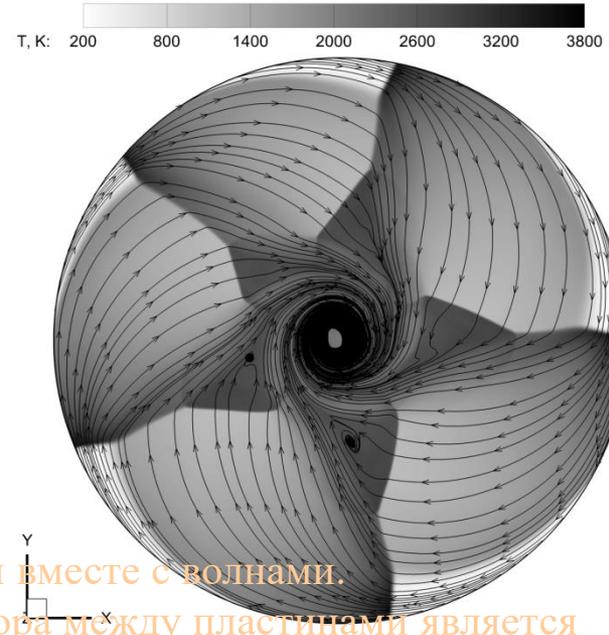
ИИ



В камере сгорания имеется кольцевой зазор между пластинами, в котором реализуется вращающаяся многоголовая волна детонации пропано-воздушной смеси. Смесь поступает в камеру в направлении оси симметрии из резервуара с заданными параметрами торможения. Численно исследованы течения и определены условия формирования заданного числа волн – до 8 при выбранных размерах камеры сгорания. Изучены вопросы устойчивости течения:

## 5 волн детонации:





- Расчеты проведены на суперкомпьютере МГУ «Ломоносов – 2».
- Получены значения максимального числа волн при заданных размерах камеры сгорания.
- Установлено, что существование максимального критического значения числа волн в многоголовой детонации связано с блокировкой подачи горючей смеси.
- Получено, что при неравномерном расположении инициаторов постепенно происходит выравнивание взаимных углов между волнами, составляющими многоголовую детонацию.
- Изучена структура линий тока в системе координат, вращающейся вместе с волнами.
- Расчеты показывают, что камера сгорания в форме кольцевого зазора между пластинами является перспективной для создания тяги.
- Проанализированы тяговые характеристики устройства в зависимости от количества одновременно вращающихся волн и показано, что зависимость тяги и удельного импульса имеет немонотонный характер:

Тяга на нестационарной фазе развития течения (\*) оказывается выше, чем при стационарном вращении волн. Этот факт требует дальнейшего изучения.

Количество волн	3	5	6	6*	8
Сила тяги, кгс	5188	4713	4473	4744	4582
Массовый расход, кг/с	29.41	24.36	25.26	26.41	25.36
Удельный импульс, с	176.4	193.5	177.1	179.6	180.7

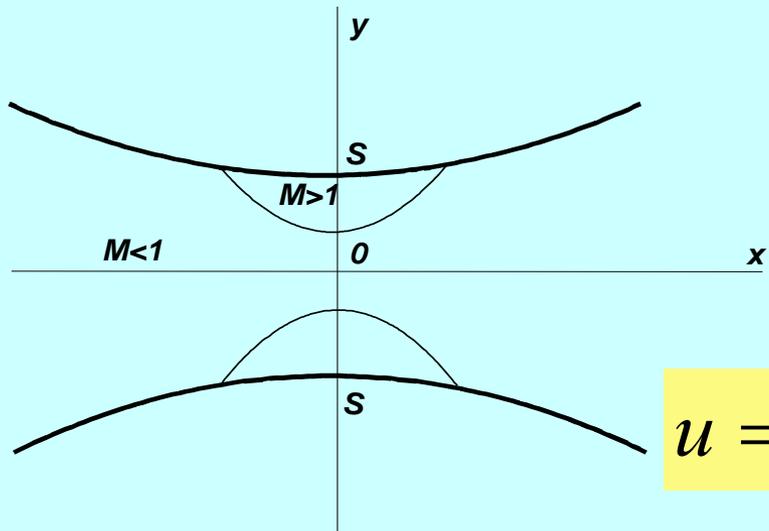
# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ГАЗАХ

*Н.Г. Быкова, Г.Я. Герасимов, И.Е. Забелинский, П.В. Козлов, М.А. Котов., В.Ю. Левашов*

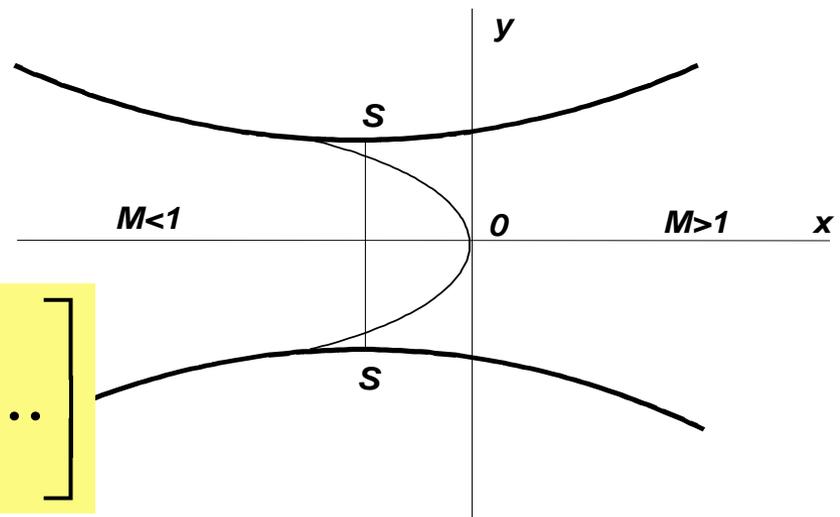
Экспериментальные данные по физико-химическим процессам в высоко температурных газах в широком диапазоне параметров актуальны в связи с разработкой и конструированием новых высокоатмосферных летательных аппаратов. Эти данные могут служить также для валидации и верификации существующих и разработки новых математических моделей. В Институте механики МГУ им. М.В. Ломоносова работает единственный в России экспериментальный комплекс «Ударная труба», на котором проводятся исследования радиационных характеристик ударно нагретых газов в широком диапазоне спектра излучения от вакуумного ультрафиолета до инфракрасного излучения с высоким временным разрешением в абсолютных единицах измерения. Впервые в практике эксплуатации ударных труб с детонационным горением на экспериментальном комплексе «Ударная труба» получены ударные волны, моделирующие условия, протекающие вблизи поверхности аппарата при его входе в атмосферу Земли со 2-ой космической скоростью. Измерительная аппаратура позволяет получать информацию по интегральным и временным характеристикам излучения ударно нагретых газов, осуществлять зондовые измерения концентрации электронов, а также регистрировать радиационную составляющую и полный тепловой поток термоэлектрическим детектором.



# Разгон трансзвуковой трубы



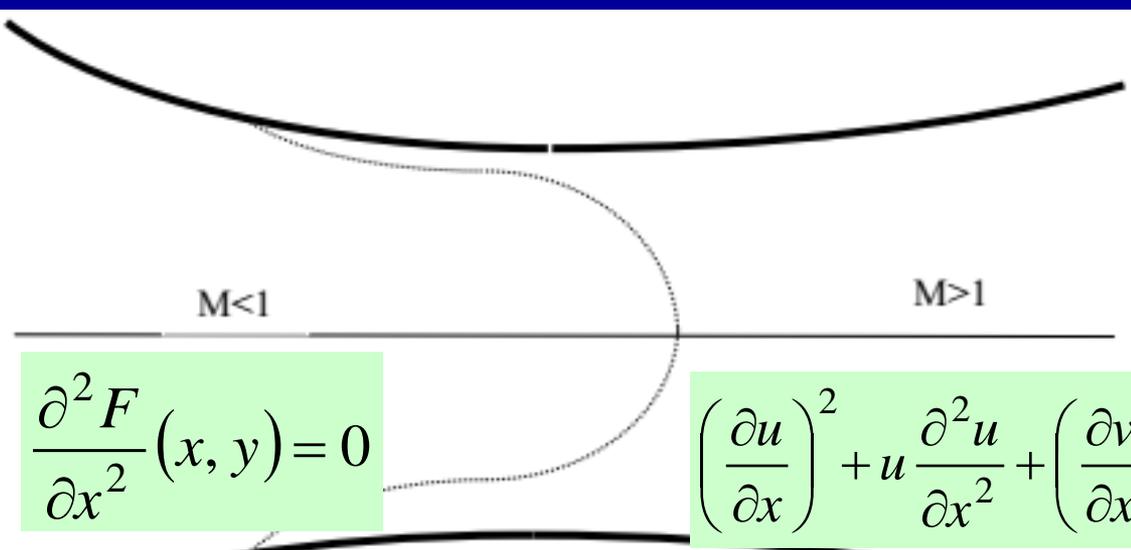
$$u = a \left[ 1 - \eta - \beta x^2 + \eta(\gamma + 1)\beta y^2 + \dots \right]$$



$$u = a \left[ 1 + \alpha x + \frac{\gamma + 1}{2} \alpha^2 y^2 + \dots \right]$$

$$u^2 + v^2 = a^2$$

$$F(x, y) = 0$$



$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2}(x, y) = 0$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + u \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + v \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial a}{\partial x}\right)^2 - a \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} = 0$$

Geht man zunächst mit dem Ansatz (2.1) bei Berücksichtigung aller Glieder bis zum 5. Grade einschließlich in die Differentialgleichung (1.4) ein und vergleicht man anschließend die Koeffizienten der Potenzen bis zum 3. Grade im entstandenen Ausdruck, so ergeben sich 6 Gleichungen für die berücksichtigten 11 Koeffizienten von (2.1), während der Vergleich bei den höheren Potenzen zu Gleichungen mit unberücksichtigt gelassenen Koeffizienten führt. Diese 6 Gleichungen lauten:

$$\begin{aligned} (\alpha+1)(1-a^2)\alpha_1 + (\alpha+1-(\alpha-1)a^2)\alpha_2 &= 0 \quad (2.3, 1) \\ 4(\alpha+1)\alpha_1\alpha_2 + 4(\alpha-1)\alpha_1\alpha_3 - 3(\alpha+1)(1-a^2)\alpha_4 - (\alpha+1-(\alpha-1)a^2)\alpha_5 &= 0 \quad (2.3, 2) \\ 4(\alpha+1)\alpha_2^2 + 4(\alpha-1)\alpha_2\alpha_3 + 18(\alpha+1)\alpha_1\alpha_4 + \alpha_2\alpha_5 + 6(\alpha-1)\alpha_1\alpha_6 &= 0 \quad (2.3, 3) \\ 4(\alpha+1)\alpha_1\alpha_4 + 4(\alpha-1)\alpha_1\alpha_5 - 6(\alpha+1)(1-a^2)\alpha_4 - (\alpha+1-(\alpha-1)a^2)\alpha_5 &= 0 \quad (2.3, 3) \\ 4(\alpha+1)\alpha_2^2 + 4(\alpha-1)\alpha_2\alpha_3 + 2(\alpha+1)\alpha_1\alpha_4 + 2(\alpha+3)\alpha_1\alpha_5 &= 0 \quad (2.3, 4) \\ -(\alpha+1)(1-a^2)\alpha_4 - 6(\alpha+1-(\alpha-1)a^2)\alpha_5 &= 0 \quad (2.3, 4) \\ 4(\alpha-1)\alpha_1^2\alpha_2 + 18(\alpha+1)\alpha_1\alpha_2^2 + 24(\alpha+1)\alpha_1^2\alpha_3 + 32(\alpha+1)\alpha_1\alpha_4 &= 0 \quad (2.3, 5) \\ + 4(\alpha-1)\alpha_1\alpha_5\alpha_6 + 3(\alpha-1)\alpha_1\alpha_4\alpha_5 + 12(\alpha-1)\alpha_1\alpha_6 &= 0 \quad (2.3, 5) \\ + 8(\alpha-1)\alpha_1\alpha_4\alpha_5 - 10(\alpha+1)(1-a^2)\alpha_4 - (\alpha+1-(\alpha-1)a^2)\alpha_5 &= 0 \quad (2.3, 5) \\ 4(\alpha+1)\alpha_1^2\alpha_3 + 12(\alpha-1)\alpha_1^2\alpha_4 + 2(\alpha+3)\alpha_1\alpha_2^2 + 12(\alpha+1)\alpha_1^2\alpha_5 &= 0 \quad (2.3, 6) \\ + 8(\alpha+1)\alpha_1\alpha_2\alpha_3 + 24(\alpha-1)\alpha_1\alpha_2\alpha_4 + 6(\alpha+11)\alpha_1\alpha_2\alpha_5 &= 0 \quad (2.3, 6) \\ + 4(3\alpha+1)\alpha_1\alpha_2\alpha_3 + 4(\alpha+3)\alpha_1\alpha_2\alpha_4 - 3(\alpha+1)(1-a^2)\alpha_4 &= 0 \quad (2.3, 6) \\ - 6(\alpha+1-(\alpha-1)a^2)\alpha_5 &= 0 \quad (2.3, 6) \end{aligned}$$

Zur Festlegung der 5 freibleibenden Koeffizienten können 5 weitere Forderungen gestellt werden, die in Gestalt von Rand- oder sonstigen zweckmäßigen Bedingungen zu den gewünschten Strömungsformen in der angestrebten Näherung führen. Für eine Düse mit Kreisbogenwänden (G. L. Taylor) ergeben sich die Randbedingungen wie folgt:

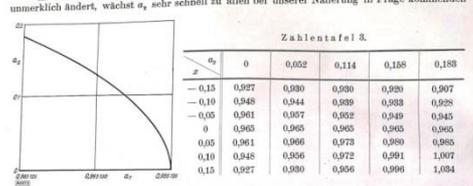
Sei  $R$  der Radius der Wände, die einen Düsenraum von der Breite  $2h$  an der engsten Stelle begrenzen (siehe Bild 2).  
 Dann ist  $\pm y|_{\text{Wand}} = h + R - \sqrt{R^2 - x^2}$  (2.4),  
 und längs der Wand gilt  $v = \pm u \sqrt{R^2 - x^2}$  (2.5).

Es empfiehlt sich, die Längenmessungen auf die Größe  $h$  als Längeneinheit zu beziehen, d. h. die dimensionslosen Größen  $\frac{x}{h}, \frac{y}{h}, \frac{R}{h}, \frac{v}{u}$  zu verwenden. Um keine neuen Bezeichnungen einzuführen, identifizieren wir diese dimensionslosen Größen mit den bisher benutzten  $x, y, R$  (oder was formal dasselbe ist, wir setzen  $h=1$ ). Dann schreiben sich die Randbedingungen einfacher, die wir nun durch Einsetzen von (2.3) und (2.4) in (2.5) und nachfolgendem Koeffizientenvergleich bis zu den dritten Potenzen erhalten:

$$\begin{aligned} 2\alpha_2 + 4\alpha_4 + (6g_2 + \dots) &= 0 \quad (2.6, 1) \\ 2\alpha_3 + 4\alpha_5 + (6g_3 + \dots) &= \frac{1}{R}(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + (g_1 + \dots)) \quad (2.6, 2) \\ 2\alpha_4 + (4\alpha_6 + \dots) + \frac{1}{R}(\alpha_2 + 6\alpha_4 + (15g_4 + \dots)) &= \frac{2}{R}(\alpha_2 + \alpha_4 + (\alpha_1 + \dots)) \quad (2.6, 3) \\ 2\alpha_5 + (4\alpha_7 + \dots) + \frac{1}{R}(\alpha_3 + 6\alpha_5 + (15g_5 + \dots)) &= \frac{3}{R}(\alpha_3 + \alpha_5 + (\alpha_1 + \dots)) \quad (2.6, 4) \\ + \frac{1}{R^2}(\alpha_2 + 2\alpha_4 + (3g_2 + \dots)) + \frac{1}{2R}(\alpha_1 + \alpha_2 + (\alpha_1 + \dots)) & \end{aligned}$$

Wir haben auch die vernachlässigten Glieder in runden Klammern angedeutet. Diese Randbedingungen stellen also im Gegensatz zu den Koeffizientenbedingungen (2.3, 1 bis 6) nur Näherungsbedingungen dar, und für ihre Güte ist das Kleinwerden der vernachlässigten Koeffizienten ausschlaggebend.

Streifen zwischen der Kurve und  $\alpha_1 = \sqrt{\frac{x+1}{2x}}$  (der Nullstelle des Nenners in (3.1)).  
 In Bild 5 ist  $\alpha_1$  in Abhängigkeit von  $\alpha_2$  für  $R=4$  aufgetragen. Während  $\alpha_2$  sich unmerklich ändert, wächst  $\alpha_1$  sehr schnell so allen bei unserer Näherung in Frage kommenden



Werten an. Praktisch ist  $\alpha_1 = 0,9651 = \text{const.}$  und es kommt bei der numerischen Rechnung auf dasselbe hinaus,  $\alpha_2$  diesen festen Wert zu geben und  $\alpha_1 = \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial x}(0,0)$  als verfügbaren Parameter zu wählen (für Düsen mit anderem  $R$  ist der entsprechende  $\alpha_1$ -Wert aus Zahlentafel 2 und Bild 4 zu entnehmen). In diesem Sinne geben wir im weiteren jeweils den  $\alpha_1$ -Wert an. Bei den symmetrischen Lösungen ( $\alpha_2 = 0$ ) hingegen ist  $\alpha_1$  als Parameter zu führen.

In Bild 6 ist  $w(x, 0)$ , die Geschwindigkeit längs der Mittelachse der Düse, für verschiedene  $\alpha_2$ -Werte aufgetragen (siehe auch Zahlentafel 3). Die zugehörigen Kurven  $w^2 = \frac{\partial \Phi^2}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial \Phi^2}{\partial y^2}\right) = 1$

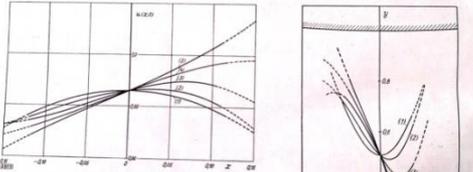


Bild 6. Verlauf von  $w(x, 0)$  für  $\alpha_1 = 0,9651$  und verschiedene  $\alpha_2$ -Werte.  
 (1)  $\alpha_2 = 0$   
 (2)  $\alpha_2 = 0,052$   
 (3)  $\alpha_2 = 0,114$   
 (4)  $\alpha_2 = 0,158$   
 (5)  $\alpha_2 = 0,183$

Bild 7 (rechts). Kurven  $w^2 = 1$  des Übergangs von Unterschall- zu Überschallgeschwindigkeiten für  $\alpha_1 = 0,9651$  und verschiedene  $\alpha_2$ -Werte.

zeigt Bild 7. Man erkennt den Übergang von der symmetrischen Lösung zur unsymmetrischen Lösung von Meyerschen Typus. Nur die angestrebten Kurventeile dürfen als sichergestellt betrachtet werden. Der Gültigkeitsbereich unserer Näherungen ist bezüglich  $x$  eng begrenzt, während alle darüber hinausreichenden Kurventeile nur grobe Näherungen sein dürften, für die das Fehlen der höheren Reihenglieder sich bemerkbar macht.

# Динамика ударных волн в средах с продольной стратификацией

$$\rho_0 = \rho_0(x)$$

$$T_0 = T_0(x)$$

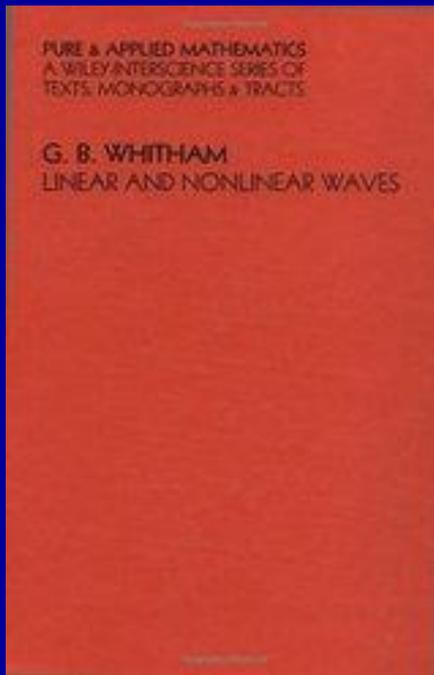
$$p_0 = \text{const}$$

$$u_0 = 0$$

$D$



$$D = D(x) ?$$



*Дж. Уизем (Gerald Whitham, 1927-2014)*



*Уизем Дж. «Линейные и нелинейные волны» - 1977*

включить в уравнения. Одномерные уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_t + u\rho_x + \rho u_x &= 0, \\ u_t + uu_x + \frac{1}{\rho} p_x &= \mathcal{F}, \\ \rho_t + u\rho_x - a^2(\rho_t + u\rho_x) &= 0, \end{aligned} \quad (8.38)$$

где  $\mathcal{F}$  — массовая сила, отнесенная к единице массы. Для атмосферы Земли или для внешних слоев звезд  $\mathcal{F}$  будет гравитационным ускорением. В равновесном состоянии функции  $\rho_0(x)$  и  $p_0(x)$  должны удовлетворять уравнению

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{dp_0}{dx} = \mathcal{F}, \quad (8.39)$$

и для полного определения  $\rho_0(x)$  и  $p_0(x)$  следует задать еще распределение энтропии. В атмосфере  $\mathcal{F} = -g$  и, например, имеем

$$\rho_0(x) = \rho_0(0) e^{-gx/\mathcal{H}T_0} \quad (\text{изотермическое состояние}),$$

$$\frac{\gamma x}{\gamma-1} \rho_0^{\gamma-1}(x) = c - gx \quad (\text{изэнтропическое состояние})$$

согласно результатам § 6.6.

Применим теперь правило характеристик к распространению ударной волны в таком слое, помня, что это правило применимо только для локальных эффектов стратификации и должно использоваться лишь тогда, когда дополнительные эффекты малы. Соответствующее характеристическое соотношение можно записать в следующей дифференциальной форме:

$$dp + \rho a du - \frac{\rho a}{u+a} \mathcal{F} dx = 0 \quad \text{на} \quad \frac{dx}{dt} = u + a.$$

Но мы применим его на ударной волне. Это значит, что мы используем дифференциальное уравнение

$$\frac{dp}{dx} + \rho a \frac{du}{dx} - \frac{\rho a}{u+a} \mathcal{F} = 0 \quad (8.40)$$

с величинами  $u$ ,  $\rho$ ,  $p$ ,  $a$ , выраженными через  $p_0(x)$ ,  $\rho_0(x)$  и число Маха ударной волны  $M(x)$ . В общем случае требуется численное интегрирование, но для сильных ударных волн можно получить аналитическое выражение. Для сильных ударных волн (см. (6.110)) условия на разрыве упрощаются:

$$\begin{aligned} u &= \frac{2}{\gamma+1} U, \quad p = \frac{2}{\gamma+1} \rho_0 U^2, \quad \rho = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_0, \\ a^2 &= \frac{\gamma p}{\rho} = \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} U^2, \end{aligned}$$

где  $U$  — скорость ударной волны. В этом пределе скорость  $U$  сравнительно велика и третий член в (8.40) пренебрежимо мал по сравнению с остальными двумя. Массовая сила  $\mathcal{F}$  входит неявно, определяя зависимость  $\rho_0(x)$ , и уравнение (8.40) сводится к виду

$$\frac{1}{U} \frac{dU}{dx} + \beta \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dx} = 0,$$

где

$$\beta = \left(2 + \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}\right)^{-1}. \quad (8.41)$$

Отсюда

$$U \propto \rho_0^{-\beta}, \quad p \propto \rho_0^{1-2\beta}. \quad (8.42)$$

При  $\gamma = 1,4$  мы имеем  $\beta = 0,21525$ .

Эти результаты позволяют провести еще одну проверку с точным решением. Сакураи [1] исследовал автомодельные решения этой задачи в случае, когда  $\rho_0 \propto x^\alpha$ . Он обнаружил, что в этом случае  $U \propto x^{-\lambda}$ , и нашел величину  $\lambda$  для различных значений  $\alpha$ . Его значения отношения  $\lambda/\alpha$  приведены в табл. 8.2 и сравниваются с  $\beta$ . Хотя приближение и не столь хорошо, как для задачи о сходящейся ударной волне, оно все еще остается удивительно точным.

Таблица 8.2

$\gamma$	$\alpha = 2$	$\alpha = 1$	$\alpha = 1/2$	$\beta$
5/3	0,21779	0,22335	0,22820	0,23608
7/5	0,19667	0,20214	0,20704	0,21525
6/5	0,16545	0,17040	0,17498	0,18301

Следует все время помнить, что мы ограничиваемся кругом задач со значительными локальными изменениями ударной волны. Для экспоненциального убывания плотности также можно найти автомодельные решения и сравнить их с нашим приближением. Сравнение было проделано Хейзом [1], и разность показателей достигает 15%. Мы относим это за счет того, что экспоненциальное изменение плотности не связано с такими сильными локальными эффектами, как степенной закон с  $\rho_0 \rightarrow 0$  для конечного значения  $x$ .

Задачу, рассматриваемую в этом параграфе, первым изучал Чизнелл [1]. Он использовал подход последовательных взаимодействий и в случае  $\rho_0 = \text{const}$ ,  $\mathcal{F} = 0$  нашел малые поправки за счет однократных повторных отражений. Как и прежде, было обнаружено благоприятное взаимное погашение вкладов.

$$\delta\rho_0(x) \rightarrow D = D(0) + \delta D(x) + \delta^2 D(x) + \dots \quad \delta \ll 1$$

## Условия на УВ

$$\rho_0 D = \rho(D - u)$$

$$p_0 = p + \rho u(D - u)$$

$$\frac{p_0}{\gamma - 1} D = (D - u) \left( \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) - \rho u$$

## Уравнения движения

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta\rho + u \frac{\partial}{\partial x} \delta\rho + \rho \frac{\partial}{\partial x} \delta u = 0$$

$$\rho a \frac{d_{\pm}}{dt} u \pm \frac{d_{\pm}}{dt} p = 0$$

$$\rho \left( \frac{\partial}{\partial t} \delta u + u \frac{\partial}{\partial x} \delta u \right) + \frac{\partial}{\partial x} \delta p = 0$$

$$\frac{d_{\pm}}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \pm (u \pm a) \frac{d}{dx}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta p + u \frac{\partial}{\partial x} \delta p + a^2 \left( \frac{\partial}{\partial t} \delta\rho + u \frac{\partial}{\partial x} \delta\rho \right) = 0$$

$$\delta p \pm \rho a \delta u = \text{const}$$

Нет приходящих на фронт УВ возмущений

$$\delta p = -\rho a \delta u$$

$$\frac{\delta D(x)}{D} = - \frac{a - \frac{\gamma-1}{2}u}{D + a - \frac{\gamma-1}{2}u} \frac{\delta \rho_0(x)}{\rho_0}$$

$$\frac{1}{D} \frac{dD}{dx} = \beta \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dx},$$

$$\beta = - \frac{a - \frac{\gamma-1}{2}u}{D + a - \frac{\gamma-1}{2}u}$$

Для УВ большой интенсивности

$$\beta = \frac{1}{2 + \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}}$$

$$\frac{D(x)}{D(0)} = \left( \frac{\rho_0(x)}{\rho_0(0)} \right)^\beta$$

При

$$\gamma = 1/4$$

имеем  $\beta \approx -0.21525$

Для слабых УВ

$$(D \rightarrow a)$$

$$\beta \approx 0.5$$

- Метод распада произвольного разрыва

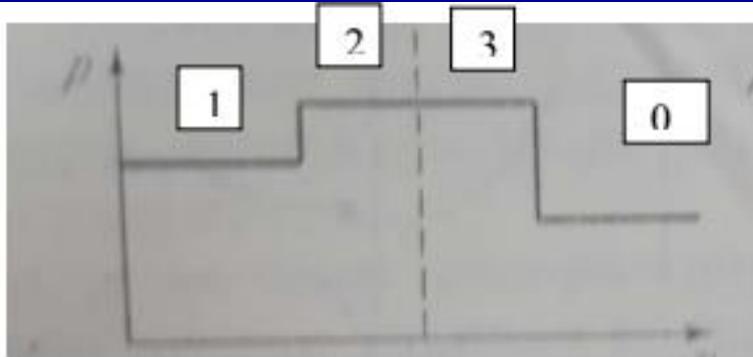


Рис. 1

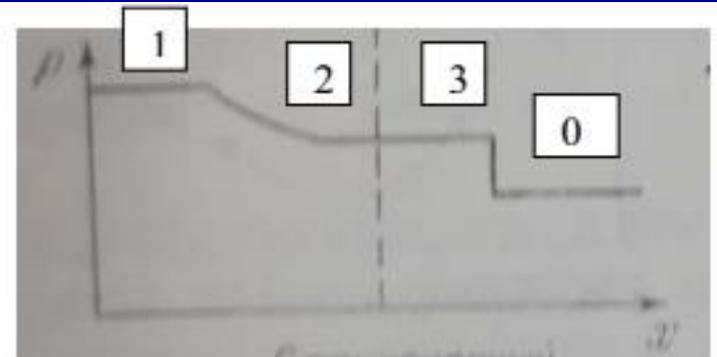


Рис. 2

## Падение на границу с плотной средой

$$\left( \frac{p_0}{p_1} \left( M^2 - \frac{\gamma-1}{2\gamma} \right) + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \right) \left( \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}} (M^2 - 1) - \frac{\gamma+1}{2} u_1 M \right)^2 = \frac{\gamma p_1}{\rho_1} M^2 \left( \frac{p_0}{p_1} \left( M^2 - \frac{\gamma-1}{2\gamma} \right) - \frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^2$$

$$M \gg 1, \frac{p_0}{p_1} \rightarrow 0$$

$$\left( \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left( \frac{D}{D(0)} \sqrt{\frac{\rho(0)}{\rho_0}} \right)^2 + 1 \right) \left( \frac{\rho(0)}{\rho_0} \frac{D}{D(0)} - 1 \right)^2 = \left( \left( \frac{D}{D(0)} \sqrt{\frac{\rho(0)}{\rho_0}} \right)^2 - 1 \right)^2$$

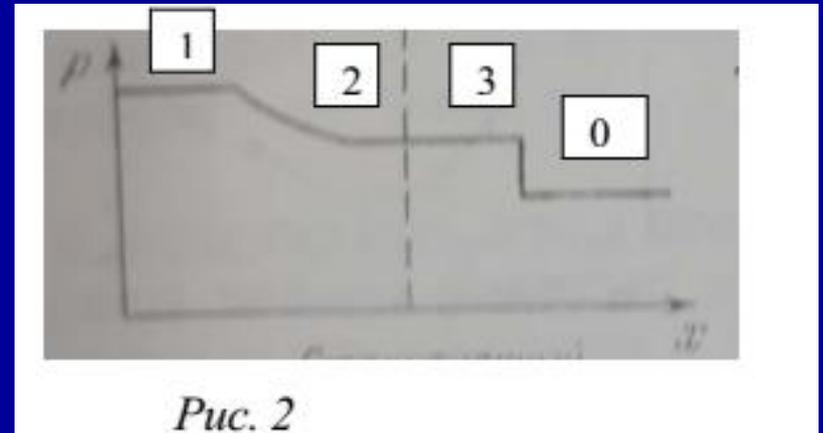
$$\frac{\rho(0)}{\rho_0} \rightarrow 0$$

$$\left( \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left( \frac{D}{D(0)} \sqrt{\frac{\rho(0)}{\rho_0}} \right)^2 + 1 \right) = \left( \left( \frac{D}{D(0)} \sqrt{\frac{\rho(0)}{\rho_0}} \right)^2 - 1 \right)^2$$

откуда

$$\frac{D}{D(0)} = \text{const} \sqrt{\frac{\rho(0)}{\rho_0}}$$

- Выход в разреженную среду



$$2a_0 \frac{M^2 - 1}{(\gamma + 1)M} + \frac{2}{\gamma - 1} \sqrt{\frac{\gamma}{\rho_1} \frac{p_0}{p_1}}^{1-1/\gamma} \left( \frac{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \right)^{1-1/\gamma} = u_1 + \frac{2}{\gamma - 1} a_1$$

$$M \gg 1, \frac{p_0}{p_1} \rightarrow 0$$

$$D \sim \left( 1 + \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \right) D(0)$$

при  $\gamma = 1.4$

$$1 + \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} = 1 + \sqrt{7} \approx 3,65$$

Таким образом, эволюция УВ в неоднородной среде определяется не только локальными и интегральными факторами, но и является принципиально нелинейным процессом. В то же время следует отметить принципиальное отличие процесса локального распада разрыва на границе двух сред от прогрессии УВ через стратифицированный слой, являющейся принципиально задачей интегрального воздействия из-за взаимодействия УВ с локальными возмущениями, хотя и приходящими на фронт УВ сзади, но порожденные самим исследуемым распространением УВ в такой среде.

К 100-летию со дня рождения  
академика  
Горимира Горимировича  
ЧЁРНОГО  
(1923–2012)



Г. Г. Чёрный

СЛОВО  
О ВЕЧНО НОВОЙ  
МЕХАНИКЕ