

Лекции по механике сплошных сред

Набор и вёрстка:

Сарафанов Ф.Г., Есюнин М.В.,
Платонова М.В.

Disclaimer. В данном документе нами набраны лекции по механике сплошных сред, прочитанные на 3 курсе радиофизического факультета ННГУ **Сергеем Николаевичем Гурбатовым**. Документ призван облегчить подготовку к зачетам и экзаменам и восполнить пробелы в знаниях читателя по квантовой механике. Разрешено копирование и распространение данного документа с обязательным указанием первоисточника.

При обнаружении ошибок, опечаток и прочих вещей, требующих исправления, можно либо создать issues в [репозитории на github.com](#), либо написать по электронной почте sfg180@yandex.ru.

2 февраля – 12 апреля 2019 г.

Нижний Новгород

Оглавление

1. Введение	2
2. Структура курса МСС	5
2.1 Литература к курсу	5
2.2 Основные допущения МСС	7
3. Основные уравнения гидродинамики идеальной жидкости .	11
3.1 Основные уравнения гидродинамики идеальной жидкости . . .	11
3.2 Переход от Эйлера описания к Лагранжеву и обратно	14
3.3 Уравнение непрерывности и закон сохранения массы	14
3.4 Уравнение Эйлера	16
3.5 Законы сохранения энергии и импульса для идеальной жидкости	17
3.6 Закон сохранения импульса	18
3.7 Гидростатика	21
3.8 Условие гидростатического равновесия. Частота Брента-Вайсаля	23
3.9 Уравнение Бернулли	25
3.10 Теорема о сохранении циркуляции скорости – теорема Томсона.	
Понятие о потенциальных и вихревых движениях жидкости. . .	32
3.10.1 Основные выводы из теоремы Томсона	34
3.11 Потенциальные течения несжимаемой жидкости. Парадокс Даламбера. Присоединенная масса.	37
3.11.1 Уравнения гидродинамики несжимаемой идеальной жидкости, когда движение потенциально	38
3.11.2 Точечные вихри	50
3.11.3 Волны на мелкой воде ($kH \ll 1$)	57
3.11.4 Волны на глубокой воде. Волны с сильной дисперсией $kH \gg 1$	58
3.12 Гравитационно-капиллярные волны	59
3.13 Внутренние волны	61
4. Движение в вязкой несжимаемой жидкости	64
4.1 Уравнения гидродинамики вязкой жидкости	65

1. Введение

Курс **Механика сплошных сред** (далее **МСС**) является одним из разделов цикла теоретической физики. Так в знаменитом курсе теоретической физики Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшица ему посвящено два достаточно объемных тома (объем свыше 1000 страниц).

Наш курс для радиофизиков – он существенно меньше чем курсы на мехматах МГУБ НГУБ ННГУ. Наш курс рассчитан на радиофизиков, несколько больший объем в нем занимают волновые процессы. Похожие курсы читаются на физфаке МГУ (отделение радиофизики), Физтехе - МФТИ.

Следует отметить, что исходные уравнения механики сплошных сред существенно сложнее чем уравнения электродинамики, где базовыми являются линейные уравнения Максвелла. В тоже время, в этих курсах возникают одинаковые уравнения, это одна из причин почему курсу читаются параллельно. В этих курсах большую роль играют формулы векторного анализа.

История развития **МСС** полностью подтверждает наличие тесной связи между становлением науки и запросами практики. **МСС** – одна из древнейших наук. Ее зарождение идет еще в античной древности.

Фамилии (но не годы жизни) знают все. Это:

- Аристотель (384-322 г.г. до н.э)
- Архимед ((287-212 г.г. до н.э) – закон Архимеда

Средние века:

- Галилей (1564-1642)
- Паскаль (1623-1662)
- Леонардо де Винчи (1452-1519) Это и летательные аппараты, закон Паскаля для давления, наблюдение гидродинамической турбулентности.
- Гюйгенс (1629-1695)
- Ньютон (1642-1727). В своих знаменитых *«Началах»* он приводит теоретический вывод квадратичного закона сопротивления. Именно из законов Ньютона было проведено обобщение на сплошные среды и родилась новая наука «гидромеханика».

Это два академика Российской академии наук

- Леонард Эйлер (1707-1789) – уравнение Эйлера
- Даниил Бернулли (1700-1782) - уравнение Бернулли
- Даламбер (1717-1783) – парадокс

Начало 19 века:

- Лагранж (1736-1813)
- Коши (1789-1857)

Вязкая жидкость:

- Анри Навье (1785-1863)
- Стокс (1819-1903) – уравнение Навье-Стокса

Эксперименты с жидкостью:

- Ж. Пуазейль (1799-1869)

Основы теории турбулентности:

- Осборн Рейнольдс (1842-1912)
- Н.Е.Жуковский (1847-1921) Обтекание крыла, присоединённый вихрь, подъемная сила
- С.А.Чаплыгин (1869-1942)
- Морис Мари Альфред Куэтт (1858-1943) – течение Куэтта

Теории турбулентности и теория устойчивости:

- Людвиг Прандтль (1875-1953)
- Теодор Карман (1881-1963)

Практически все эти фамилии будут встречаться в нашем курсе – их именами названы законы **МСС**. В наше время бурное развитие получила вычислительная **МСС**. Так не один новый самолет не получит разрешение на эксплуатацию, если не будет построена его математическая модель, включающая процессы самолета обтекания потоком. Что включает современная **МСС**. В книге академика Л.Седова краткое перечисление современных проблем включает 21 пункт и занимает 4 страницы. Здесь мы приведем лишь те, которые тесно связаны с предприятиями и НИИ Нижнего Новгорода, и где работают выпускники радиофака

- 1) Изучение движения жидкости и газа – движение самолетов, вертолетов, подводных лодок. Возникновение турбулентных следов за объектами. Излучение звука винтами и турбулентными струями. ИПФ РАН, ОКБМ.
- 2) Движение жидкости и газа в трубах. Взаимодействие волн в оболочках. ИПФ РАН, ОКБМ.
- 3) Волновые движения в жидкостях и газах
 - Волны в твердых телах. Акустическая диагностика, взаимодействие с электромагнитными волнами – линии задержки на ПАВ (радиоэлектронной комплекс НО)
 - Волны на поверхности моря и внутренние волны, их нелинейное взаимодействие. Обнаружение ПЛ по изменению характеристик поверхностного волнения.
 - Волны в каналах, реках. Генерация цунами и набег волн цунами на берег.
 - Сейсмические процессы, нелинейная сейсмодиагностика.
 - Звуковые волны, гидроакустика, акустика океана
- 4) Теория турбулентности – гравитационная неустойчивость
- 5) Биологическая механика, движение крови в сосудах, диагностика на различных типах волн – сдвиговые волны

Пример – **Институт прикладной физики РАН**, один из крупнейших институтов Российской академии наук. Филиалы:

- Институт физики микроструктур РАН
- Институт проблем машиностроения РАН

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» (ИПФ РАН) был создан на базе нескольких отделов Научно-исследовательского радиофизического института (НИРФИ) Минвуза РСФСР в апреле 1977 года. Основатель и директор института на протяжении первых 25 лет его работы — академик А. В. Гапонов-Грехов, с 2003 по 2015 год институт возглавлял академик А. Г. Литвак, с 2015 года до своего избрания президентом РАН в 2017 году директором института был академик А. М. Сергеев. С октября 2017 г. временно исполняющим обязанности директора ИПФ РАН назначен член-корреспондент РАН Г.Г. Денисов.

2. Структура курса МСС

- 1) Введение
- 2) Основные законы гидродинамики идеальной жидкости («сухая» вода по Ричарду Фейману)
- 3) Движение вязкой несжимаемой жидкости («мокрая» вода)
- 4) Элементы теории турбулентности
- 5) Движение сжимаемой жидкости («звук»)

2.1. Литература к курсу

- 1) Основная литература:
 -) Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. 6. Гидродинамика. М: Физматлит, 2015 – 733 с
 -) Бреховских Л.М., Гончаров В.В. Введение в механику сплошных сред (в приложении к теории волн). М.: Наука, 1982. - 335 с

-) Гурбатов С.Н., Грязнова И.Ю., Демин И.Ю., Курин В.В., Прончатов-Рубцов Н.В. Сборник задач по механике сплошных сред: гидромеханика и акустика (учебное пособие) Изд-во ННГУ, Н.Новгород, 2006. - 92 с.
-) Акустика в задачах. Учеб. рук-во. / Под ред. С.Н.Гурбатова и О.В.Руденко. М.: Наука, 2009. - 336 с.

2) Дополнительная литература:

-) Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидродинамика. Т.1, 2. М: Физматлит, 1963.
-) Бетчеллор Дж. Введение в механику жидкости. М: Наука, 1970.
-) Фейман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Феймановские лекции по физике, т. 7. Физика сплошных сред. М: Мир, 1977.
-) Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М: Дрофа, 2003. 840 с.
-) Лайтхилл Д. Волны в жидкостях. М: Мир, 1981. 589 с.
-) Седов Л.И. Механика сплошных сред. В 2-х т. СПб: Лань, 2004. 528 с. и 560 с.
-) Островский Л.А. Вопросы динамики жидкости. Учебное пособие. Горький, ГГУ, 1982. – 145 с.

3) Программное обеспечение и Интернет-ресурсы:

-) Гурбатов С.Н., Грязнова И.Ю., Демин И.Ю., Курин В.В., Прончатов-Рубцов Н.В. Электронный задачник «Основы механики сплошных сред: гидромеханика и акустика» Фонд образовательных электронных ресурсов ННГУ, 2012. – 95 с. http://www.unn.ru/books/met_files/Zadachnic_MSS.doc
-) Грязнова И.Ю., Мартьянов А.И. "Экспериментальные исследования закономерностей обтекания цилиндра и крыла воздушным потоком на аэростенде ТМЖ-1М". Электронное учебно-методическое пособие. Фонд образовательных электронных ресурсов ННГУ, 2012. – 60 с. <http://www.unn.ru/books/resources.html>

-) Курин В.В., Грязнова И.Ю., Клемина А.В., Мартьянов А.И. УМК "Основы механики сплошных сред" Фонд образовательных электронных ресурсов ННГУ, 2011. – 88 с. <http://www.unn.ru/books/resources.html>

2.2. Основные допущения МСС

Вещество можно рассматривать как непрерывную сплошную среду, пренебрегая его молекулярным строением. И одновременно считаем непрерывным распределение всех характеристик жидкости (плотность, скорость, температура, ...).

Это означает, что всякий малый элемент жидкости или газа содержит большое число молекул (или других частиц). То есть когда мы говорим о бесконечно малом элементе жидкости, то везде мы подразумеваем, что «*физически*» бесконечно малый объем мал по сравнению с размерами тел, но велик по сравнению с межмолекулярными расстояниями.

Это позволяет применить в МСС хорошо разработанный для непрерывных функций аппарат высшей математики.

Нетривиальный пример – **крупномасштабная структура Вселенной**.

Описание развития крупномасштабной структуры уравнениями гидродинамики газа гравитационно взаимодействующих частиц. «*Физически*» бесконечно малый объем – объем в котором содержится много галактик.

Существующие на данный момент крупномасштабные образования возникли из-за малых начальных возмущений плотности за счет гравитационной неустойчивости. Обычная материя (атомов различных веществ) (4%), Темная материя неизвестной физической природы (cold dark matter) (23%). Темная энергия (dark energy) (73%), которая играет антигравитационную роль в процессе формирования Вселенной.

Плотность темного вещества в 6–7 раз превосходит плотность барионов, и поэтому рост неоднородностей определяется в основном темным веществом. Именно рост неоднородностей в темном веществе и ответственен за формирование крупномасштабных структур. Барионная компонента просто следовала за эволюцией темного вещества.

В космологии понятие крупномасштабной структуры относится к распределению галактик и массы темного вещества (на масштабах от одного до нескольких сотен мегапарсек). Современная теория объясняет формирова-

ние крупномасштабной структуры Вселенной как следствие роста исходных слабых флуктуаций плотности вещества за счет гравитационной неустойчивости. При этом формирование ярко выраженных элементов структуры происходит на нелинейной стадии. Именно поэтому процесс формирования крупномасштабной структуры принято иногда гравитационной турбулентностью.

Наиболее очевидный путь преодоления сложности учета законов нелинейной эволюции гравитационной неустойчивости на поведение поля плотности вещества состоит в численном моделировании трехмерного движения N гравитационно взаимодействующих частиц. Альтернативой являются приближенные аналитические решения некоторых уравнений в частных производных, адекватно описывающих рост флуктуаций неоднородной плотности вещества в расширяющейся Вселенной. Первый из этих подходов был предложен Зельдовичем в 1970 году. (Зельдович Я Б *Астрофизика* 6 319 (1970); Zeldovich Ya B *Astrophys.* 6 164 (1970); Zeldovich Ya B *Astron. Astrophys.* 5 84 (1970))

Второй аналитический подход к проблеме описания формирования крупномасштабной структуры Вселенной (1) базируется на векторном уравнении Бюргерса. В данном подходе многопотокное движение гравитационно взаимодействующих частиц в особенностях, приводящее к их локализации, моделируется вязким слагаемым в уравнении Бюргерса. В предельном случае исчезающе малой вязкости это эквивалентно слипанию частиц и поэтому данный подход часто называют приближением слипания - *adhesion model* (см., например, (2-5)).

Adhesion model Модель Зельдовича-Гурбатова-Саичева Предельная версия модели слипания естественным образом описывает характерную мозаичную структуру распределения вещества во Вселенной. Основные элементы “мозаики” в трехмерном пространстве (вершины, ребра, грани и внутренности ячеек) могут быть ассоциированы с наблюдаемыми структурами трехмерного распределения галактик (компактные скопления галактик, филаменты – цепочки галактик, поверхности со сравнительно высокой плотностью галактик, и темные области между ними, бедные галактиками).

Сама эволюция крупномасштабной структуры Вселенной может трактоваться как непрерывный процесс транспортировки вещества преимущественно из объектов большой размерности к объектам мозаичной структуры, обладающим меньшей размерностью. К примеру, вещество из внутренних ячеек мозаичной структуры (трехмерных объектов) перетекает в ее грани (квази-

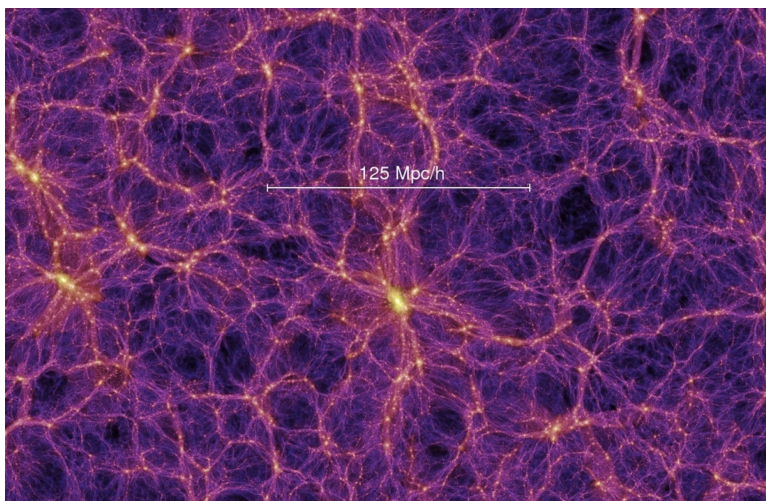


Рис. 1. Крупномасштабная структура Вселенной

двумерные объекты), а из них в ребра и вершины мозаичной структуры. В то же время, сами ячейки участвуют в непрерывном движении, деформации и поглощении одних ячеек другими.

(1) Gurbatov S.N., Saichev A.I., & Shandarin S.F. 1989, Mon. Not. R. astr. Soc., 236, 385

(2) Гурбатов С.Н., Малахов А.Н., Саичев А.И. Нелинейные случайные волны в средах без дисперсии. М.: Наука, 1990. 215 с. Сер. Современные проблемы.

Gurbatov S.N., Malakhov A.N., Saichev A.I. Nonlinear random waves and turbulence in nondispersive media: waves, rays and particles. — Manchester University Press, 1991. — 308 p.

(3) Vergassola M., Dubrulle B., Frisch U., Noullez A. 1994, Astron. Astrophys. 289. 325.

(4) Гурбатов С. Н., Саичев А. И., & Шандарин С. Ф. «Крупномасштабная структура Вселенной. Приближение Зельдовича и модель слипания», УФН, 182, 233–261 (2012)

(5) Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. Приложения к нелинейной акустике. М.: Физматлит, 2008.

Gurbatov S.N., Rudenko O.V., & Saichev A.I. Waves and Structures in Nonlinear Nondispersive Media. General Theory and Applications to Nonlinear Acoustics. — Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, Germany, 2012. — 472 p . с

В заключение отметим, что результаты динамического моделирования в рамках приближения слипания можно посмотреть на Youtube (**The Sticky**

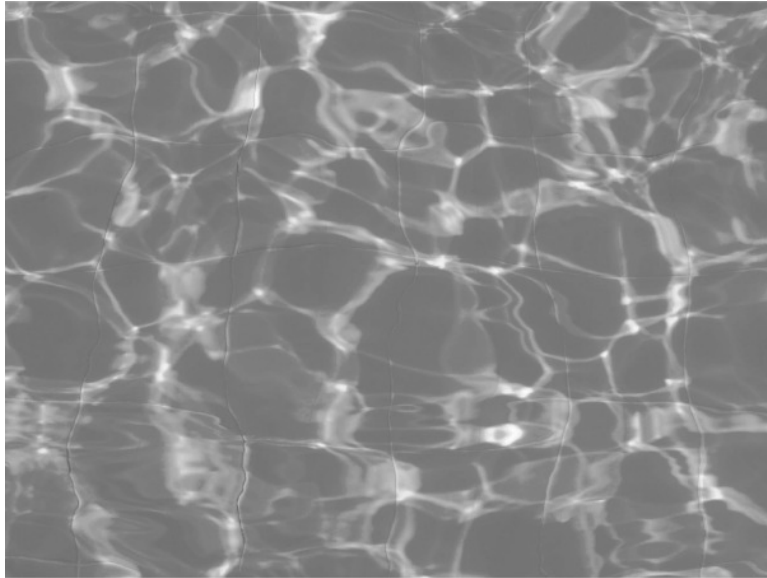


Рис. 2. Система каустик на дне бассейна

Geometry of the Cosmic Web, version 2.01)

<https://www.youtube.com/watch?v=wI12X2zczqI>

Результаты прямого численного моделирования (N-body simulation) можно также посмотреть на Youtube

Двухмерный случай:

<https://www.youtube.com/watch?v=nHvcqV92oqY>

<https://www.youtube.com/watch?v=74IsySs3RGU>

Трёхмерный случай

<https://www.youtube.com/watch?v=eDGtFRj4xXc>

3. Основные уравнения гидродинамики идеальной жидкости

В данном разделе мы рассмотрим законы движения и равновесия идеальной жидкости, то есть жидкости в которой не учитывается внутреннее трение, и следовательно, нет перехода механической энергии в тепловую. Будем также пренебрегать теплообменом между различными объемами жидкости.

Это означает что все процессы протекают при постоянной энтропии. И напряженное состояние жидкости характеризуются одной скалярной величиной P – давлением. Это конечно идеализация, которая приводит к ряду парадоксальных результатов (например, парадокс Даламбера-Эйлера о том, что сила сопротивления при равномерном движении тела в жидкости равна нулю). Тем не менее, без этой идеализации невозможно дальнейшее изучение реальных ситуаций.

3.1. Основные уравнения гидродинамики идеальной жидкости

Прежде чем перейти к выводу уравнений рассмотрим два альтернативных способа описания движения жидкости. Оба они были предложены Леонардом Эйлером, но одно из них носит имя Лагранжа.

Первый способ – Лагранжево описание

В основу этого способа положено описание движения отдельных «жидких частиц». При этом все величины, в том числе и координаты частицы жидкости определяются как функции времени t и некоторых переменных $\xi_i (i = 1, 2, 3)$, идентифицирующих определенную частицу («метки» частиц)

$$x_i = x_i(\xi_k, t)$$

$$P = P(\xi_k, t)$$

$$\rho = \rho(\xi_k, t)$$

...

В качестве переменных ξ_k обычно используют начальные координаты частиц жидкости

$$t = t_0$$

$$\xi_i = x_i(\xi_k, t_0)$$

Таким образом при лагранжевом описании мы следим за определенными частицами жидкости и смотрим как изменяются во времени их координаты, скорости, ускорения, а также давление, температура, плотность в их окрестности.

При этом скорость и ускорение частицы вычисляются как

$$v_i = \frac{\partial x_i}{\partial t}$$

$$a_i = \frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2}$$

Здесь $\vec{v}(\xi_k, t)$ - скорость частицы в момент времени t имела координаты ξ_1, ξ_2, ξ_3 .

Отметим, что такому описанию соответствует способ исследования океана (реки Волги) с помощью геофизических буйев с нулевой плавучестью.

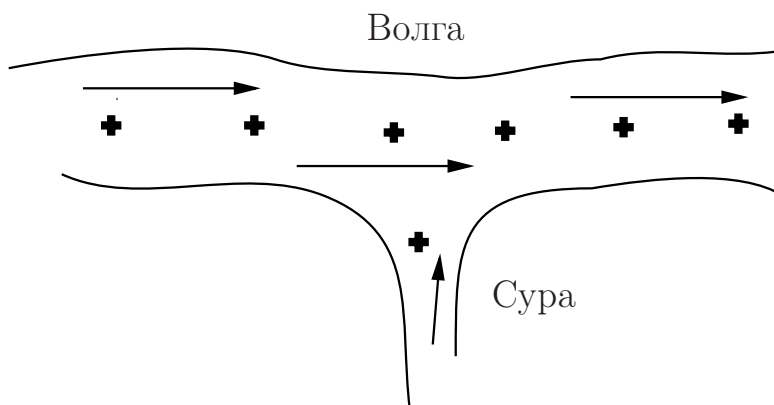


Рис. 3. Схематичная картина Лагранжева и Эйлера описания. \oplus - якорь.

Второй способ – Эйлерово описание

Неподвижное пространство заполнено движущейся жидкостью. Движение жидкости будет определено если все величины характеризующую жидкость (скорость движения, давление, плотность, температура и т.д.) **будут**

определены. То есть мы следим, как меняются эти величины от точки к точке

$$\vec{v} = \vec{v}(\vec{x}, t)$$

$$T = T(\vec{x}, t)$$

Система заякоренных буев. В Эйлеровом описании мы не знаем что делается с отдельной частицей. При этом частные производные от скорости не являются ускорением. Так если течение стационарно и частная производная по времени равна нулю, частицы в данной точке могут иметь ускорение. Пример – водопад.

Найдем ускорение частицы. За время Δt частица находящаяся в момент времени t в точке с координатами x_k переместится в точку $x_k = x_k + \Delta x_k$. Тогда для i -ой компоненты ускорения имеем

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x_k}{\Delta t} = \frac{\partial x_k}{\partial t} = v_k$$

$$\begin{aligned} a_i &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v_i(x_k + \Delta x_k, t + \Delta t) - v_i(x_k, t)}{\Delta t} \\ &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\left[v_i(x_k, t) + \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \Delta x_k + \frac{\partial v_i}{\partial t} \Delta t - v_i(x_k, t) \right]}{\Delta t} \\ &= \frac{\partial v_i}{\partial x_k} v_k + \frac{\partial v_i}{\partial t} \end{aligned}$$

Таким образом

$$\begin{aligned} a_i &= \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_k \frac{\partial}{\partial x_k} \right) v_i \\ \vec{a} &= \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \right) \vec{v} \end{aligned}$$

Аналогично находятся и производные от любой другой величины. Эта

производная носит название субстанциональной производной.

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}\nabla)$$

3.2. Переход от Эйлера описания к Лагранжеву и обратно

Пусть известно Эйлерово поле скорости $\vec{v} = \vec{v}(\vec{x}, t)$. Чтобы найти как двигаются Лагранжевы частицы $\vec{x}(t, \vec{\xi})$ нужно решить уравнение

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{x}}{dt} &= \vec{v}(\vec{x}, t) \\ \vec{x}(t=0, \vec{\xi}) &= \vec{\xi}\end{aligned}$$

Как найти эйлерово поле скорости? Если нам известно поведение лагранжевых частиц $\vec{x}(t, \vec{\xi})$, то вначале нам нужно решить уравнение

$$\vec{x} = \vec{x}(t, \vec{\xi})$$

Решение этого уравнения

$$\vec{\xi} = \vec{\xi}(\vec{x}, t)$$

позволяет найти Лагранжеву частицу, которая в момент времени t попала в точку x . Тогда эйлерово поле скорости будет равно

$$\vec{v}(\vec{x}, t) = \vec{v}(t, \vec{\xi}(\vec{x}, t))$$

3.3. Уравнение непрерывности и закон сохранения массы

Пусть имеется некоторый объем пространства V заполненный движущейся жидкостью. Количество жидкости (масса) в этом объеме равно:

$$m = \int_V \rho dV$$

где ρ - плотность жидкости. Жидкость может притекать и вытекать из объема. Введем элемент поверхности $d\sigma$ и вектор $d\vec{\sigma} = d\sigma\vec{n}$, направленный по внешней нормали к поверхности.

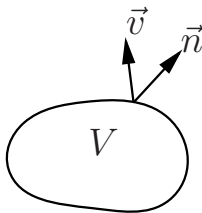


Рис. 4. Объем, скорость и нормаль к поверхности

Поток через элемент поверхности определяется скалярным произведением:

$$\oint_S \rho \vec{v} d\vec{\sigma} = \int_V \operatorname{div}(\rho \vec{v}) dV$$

Уравнение баланса имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = - \oint_S \rho \vec{v} d\vec{\sigma}$$

Это интегральный закон сохранения массы. Если на поверхности скорость равна нулю, то масса сохраняется.

Используя формулу Остроградского-Гаусса

$$\oint_S \rho \vec{v} d\vec{\sigma} = \int_V \operatorname{div}(\rho \vec{v}) dV$$

получим

$$\int_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) \right] dV = 0$$

Так как объем произвольный, то мы получаем дифференциальный закон сохранения

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0$$

Вектор $\vec{j} = \rho \vec{v}$ - плотность потока массы. Используя формулу $\nabla(a\vec{b}) = \nabla a \vec{b} + a \nabla \vec{b}$, перепишем закон сохранения массы в виде:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \rho + \rho \operatorname{div}(\vec{v}) &= 0 \\ \frac{d\rho}{dt} = -\rho \operatorname{div}(\vec{v}) &= 0\end{aligned}$$

Несжимаемая жидкость - плотность вдоль траектории частицы не меняется.

$$\frac{d\rho}{dt} = 0$$

То есть поле скорости соленоидально $\operatorname{div} \vec{v} = 0$.

3.4. Уравнение Эйлера

Уравнение движение идеальной жидкости (аналог **2 закона Ньютона**)
Второй закон Ньютона для жидкого элемента

$$\begin{aligned}\rho dV \frac{d\vec{v}}{dt} &= \vec{F}_S + \vec{F} \\ \vec{F} &= \rho \vec{f}\end{aligned}$$

Здесь F объемная сила действующая на элемент dV (f - сила отнесенная к единице массы, для силы тяжести $f = g$, где g ускорение свободного падения).

F_s - сила действующая на элемент объема со стороны окружающей среды. В идеальной среде силы трения нет и единственная сила определяется только силами давления. На элемент поверхности $d\sigma$ действует сила $P d\vec{\sigma}$ и результирующая сила равна:

$$\vec{F}_S = - \oint_S p d\vec{\sigma} = - \int_V \nabla p dV \approx - \nabla p dV$$

В результате получаем **уравнение Эйлера**

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{f} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{f}$$

Здесь мы учли что в уравнение Ньютона входит полная производная. У нас

5 неизвестных – 3 компоненты скорости, давление и плотность. И только 4 уравнения: 3 уравнения Эйлера для трех компонент и уравнение непрерывности. Нужно еще одно уравнение – уравнение состояния, связывающее давление, плотность и энтропию S : $P = P(\rho, S)$ и уравнение для энтропии. Для изоэнтропической жидкости $\frac{dS}{dt} = \frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v} \nabla S = 0$

Если в начальный момент времени энтропия была одинакова во всем пространстве, то она не будет меняться с течением времени и уравнение состояния принимает вид: $P = P(\rho)$. В идеальном газе уравнение адиабаты имеет вид (**уравнение Пуассона**):

$$P = P_0 (\rho/\rho_0)^\gamma$$

$$\gamma = c_p/c_v$$

где для идеального газа $\gamma = \frac{i+2}{i}$, (i - количество степеней свободы). Для жидкостей дело хуже. В разных диапазонах давления имеют разные уравнения состояния. Эмпирическая формула для давления P , измеряемого в атмосферах:

$$\frac{P+B}{1+B} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma$$

где $B = 3000$ атм, $\gamma = 7$, давление до 10^5 атмосфер.

Итак, **система уравнений для идеальной жидкости** принимает вид:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{g}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0$$

$$P = P(\rho)$$

3.5. Законы сохранения энергии и импульса для идеальной жидкости

Энергия единицы объема – кинетическая + внутренняя

$$E = \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \epsilon$$

Закон сохранения энергии в интегральной форме:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \left(\frac{1}{2} v^2 + \varepsilon \right) dV = - \oint_S \rho \left(\frac{1}{2} v^2 + \varepsilon \right) \vec{v} d\vec{\sigma} - \oint_S p \vec{v} d\vec{\sigma}$$

Изменение энергии в объеме равно притоку (выносу) энергии в объем через границы + работа внешних сил давления. Энтальпия равна $W = \rho\varepsilon + P$ из курса термодинамики и общей физики. Получаем закон сохранения в интегральной форме:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \left(\frac{1}{2} v^2 + \varepsilon \right) dV = - \oint_S \rho \left(\frac{1}{2} v^2 + W \right) \vec{v} d\vec{\sigma}$$

По формуле Стокса переходим в правой части от интегрирования по поверхности к интегрированию по объему:

$$\int_V \left[\frac{\partial}{\partial t} \rho \left(\frac{1}{2} v^2 + \varepsilon \right) + \operatorname{div} \left(\rho \left(\frac{1}{2} v^2 + W \right) \vec{v} \right) \right] dV = 0$$

Поскольку объем произвольный можно перейти к дифференциальной форме закона сохранения энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{N} &= 0 \\ E &= \frac{\rho v^2}{2} + \rho\varepsilon \\ \vec{N} &= \left[\frac{\rho v^2}{2} + \rho\varepsilon + P \right] \vec{v} \end{aligned}$$

Здесь E – плотность энергии, N – вектор плотности потока энергии – аналог вектора Пойнтинга в электродинамике. Введён в 1874 году Умовым.

3.6. Закон сохранения импульса

Для единицы объема жидкости импульс равен $\vec{p} = \rho\vec{v}$. Если закон сохранения энергии мы выводили в интегральной форме, то здесь мы будем стартовать с дифференциальных уравнений. Запишем изменения для i -ой

компоненты:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) = \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

Запишем уравнение Эйлера и уравнение непрерывности по компонентам:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_i}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + f_i \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 \frac{\partial (\rho v_k)}{\partial x_k} &= 0 \end{aligned}$$

В результате для изменения компоненты импульса имеем:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) = -\frac{\partial}{\partial x_k} (P \delta_{ik} + \rho v_i v_k) + \rho f_i$$

Здесь по индексу k идет суммирование. Хотелось бы привести это уравнение к дивергентной форме, чтобы получить закон сохранения. Учтем:

$$\rho v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + v_i \frac{\partial (\rho v_k)}{\partial x_k} = \frac{\partial (\rho v_i v_k)}{\partial x_k}$$

Внешние силы приводят к изменению импульса. Нужно что-то придумать с давлением:

$$\frac{\partial P}{\partial x_i} = \frac{\partial (\delta_{ik} p)}{\partial x_k}$$

Здесь $\delta_{ik} = 1, i = k; \delta_{ik} = 0, i \neq k$ - символ Кронекера.

В результате получим:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) = -\frac{\partial}{\partial x_k} (P \delta_{ik} + \rho v_i v_k) + \rho f_i$$

Введем тензор плотности потока импульса: $\Pi_{ik} = P \delta_{ik} + \rho v_i v_k$. Тогда закон сохранения импульса запишется как:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) = -\frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} + \rho f_i$$

Проинтегрируем последнее равенство по объему:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho v_i dV = - \int_V \frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} dV + \int_V \rho f_i dV$$

Используя теорему Остроградского-Гаусса для тензора получаем:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho v_i dV = - \oint_S \Pi_{ik} n_k d\sigma + \int_V \rho f_i dV$$

Таким образом, изменение импульса в объеме V связано с потоком импульса через поверхность S . Векторная же форма закона сохранения импульса имеем вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \vec{v} dV = - \oint_S [P \vec{n} + \rho \vec{v}(\vec{v} \vec{n})] d\sigma$$

Здесь \vec{n} - внешняя нормаль.

Следствие: Как использовать закон сохранения импульса для нахождения силы действия потока на тело? Если движение стационарно:

$$\oint_S [pn_i + \rho v_i v_k n_k] d\sigma = 0$$

Отсюда для силы действия потока на тело имеем:

$$F_i = - \oint_S p n_i d\sigma = \oint_S \rho v_i v_k n_k d\sigma$$

Пример - изогнутая трубка(душ).

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \vec{v} dV = - \oint_S [P \vec{n} + \rho \vec{v}(\vec{v} \vec{n})] d\sigma$$

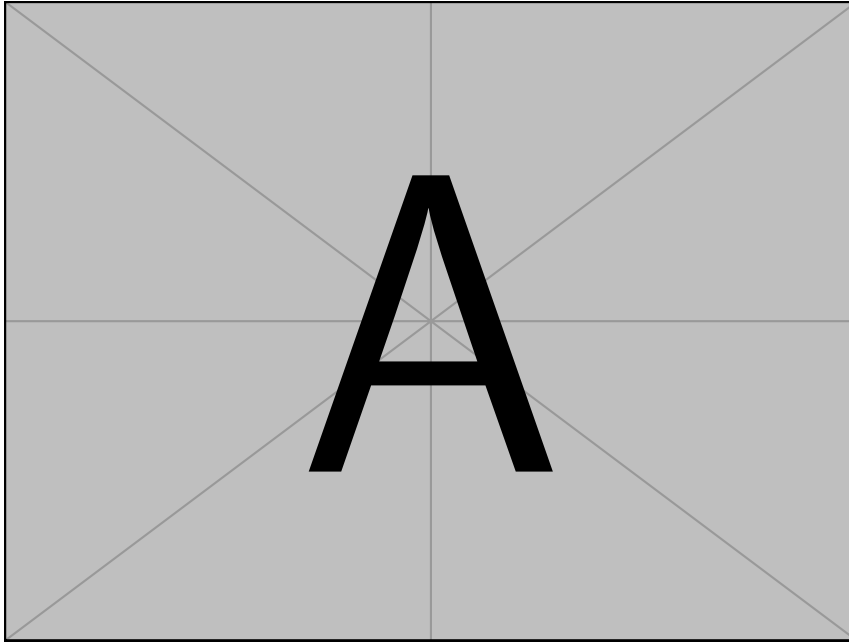


Рис. 5. картинка изогнутой трубки

В одно сечение жидкость втекает, а из другого вытекает.

3.7. Гидростатика

Рассмотрим простейший случай когда скорость жидкости равна нулю. Из исходной системы уравнений

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} &= -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{f} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) &= 0 \\ P &= P(\rho)\end{aligned}$$

следует

$$\begin{aligned}\nabla P &= \rho \vec{f} \\ P &= P(\rho)\end{aligned}$$

Пусть внешняя сила потенциальна

$$\begin{aligned}\vec{f} &= -\nabla u \\ \nabla P &= -\rho \nabla u\end{aligned}$$

то есть градиенты давления и сила параллельны.

При какой зависимости плотности от координаты последнее уравнение имеет решение? Применим к последнему уравнению операцию ротора

$$\begin{aligned}\operatorname{rot}(\nabla P) &= 0 \\ \operatorname{rot}(-\rho \nabla u) &= -\rho \operatorname{rot}(\nabla P) - [\nabla P \nabla \rho] \\ [\nabla P \nabla \rho] &= 0\end{aligned}$$

Таким образом вектора градиентов плотности и потенциала должны быть параллельны.

Распределение давления в поле тяжести.

$$\begin{aligned}\nabla P &= \rho \vec{g} \\ P &= P(\rho)\end{aligned}$$

то есть в поле тяжести стационарное решение существует, если плотность зависит от высоты.

Примеры:

- 1) **Жидкость в поле тяжести**(вода). Плотность постоянна. Ось z направлена вниз.

$$\begin{aligned}\frac{dP}{dz} &= \rho_0 g \\ P &= P_A + \rho_0 g z\end{aligned}$$

Давление увеличивается на 1 атмосферу на 10 метрах.

- 2) **Изотермическая атмосфера**(идеальный газ с постоянной температурой T). Ускорение можно считать постоянным. Ось z направлена вверх.

$$\begin{aligned}\frac{dP}{dz} &= -\rho(z)g \\ P &= \frac{R}{\mu} \frac{m}{V} T \\ P &= \frac{R}{\mu} \rho T\end{aligned}$$

Здесь R - универсальная газовая постоянная. μ - молярная масса газа.

$$\frac{RT}{\mu} \frac{dP}{dz} = -\rho(z)g$$

$$\rho = \rho_0 \exp(-z/h), P = P_0 \exp(-z/h)$$

$$h = \frac{RT}{\mu g}$$

Здесь h - высота атмосферы, величина порядка 8 км, поэтому изменением силы тяжести можно пренебречь.

- 3) **Закон Архимеда.** На тело, погруженное в жидкость, со стороны жидкости действует выталкивающая сила, равная весу жидкости, вытесненную этим телом.

$$\nabla P = \rho \vec{g}$$

Сила со стороны жидкости на элемент поверхности $d\vec{F} = -p\vec{n}dS$. Здесь \vec{n} - внешняя нормаль. Тогда сила Архимеда равна:

$$\vec{F}_A = - \oint_S P \vec{n} dS = - \int_V \nabla P dV = - \int_V \rho \vec{g} dV$$

$$\int_V \rho \vec{g} dV = \vec{P} \approx \rho V \vec{g}$$

$$\vec{F}_A = -\vec{P}$$

Здесь \vec{P} - вес вытесненной жидкости. Причем и плотность, и ускорение **не обязательно постоянны!**

3.8. Условие гидростатического равновесия. Частота Брента-Вайсаля

Выясним условия, при которых состояние равновесия жидкости в поле тяжести будет устойчивым. Будем считать что плотность зависит от глубины. Ось z направлена вниз. Элементарный объем находится на глубине z , потом $z + x$.

На тело действуют две силы: сила тяжести и сила Архимеда, и в равно-

весии они равны по величине:

$$F_g(z) = g\rho(z)V_0$$

$$F_A(z) = -F_g(z) = -g\rho(z)V_0$$

Пусть данный объем смещается по вертикали на расстояние x . Масса сохраняется и сила тяжести не меняется. Пусть **жидкость несжимаема**, тогда объем не меняется. А сила Архимеда изменяется, так как плотность вокруг частицы изменилась. Тогда уравнение Ньютона для объема запишется как:

$$m \frac{d^2 x}{dx^2} = g\rho(z)V_0 - g\rho(z+x)V_0$$

$$m = \rho(z)V_0$$

Разлагая плотность в ряд, и ограничиваясь линейными членами, получаем:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} x$$

Это уравнение гармонического осциллятора:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + N^2 x = 0$$

$$N^2 = \frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \propto \frac{g}{L}$$

Здесь $N = \left(\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}\right)^{1/2}$ - частота Брента-Вяйсаля.

- 1) **Устойчивость жидкости** наблюдается при $N^2 > 0, \frac{d\rho}{dz} > 0$. Элемент совершает колебания с частотой N .
- 2) **Неустойчивость жидкости** наблюдается при $N^2 < 0$. Элемент падает вниз или стремится всплыть.

3.9. Уравнение Бернулли

Получим альтернативную запись уравнения Эйлера в форме Громэко-Лэмба

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \vec{g}$$

$$\vec{g} = g \nabla z$$

Ось z направлена вниз. Учтем два равенства из курсов векторного анализа и термодинамики (для равновесных обратимых изобарических процессов).

$$(\vec{v} \nabla) \vec{v} = \frac{1}{2} \text{grad} (v^2) - [\vec{v}, [\nabla, \vec{v}]]$$

$$\frac{\nabla P}{\rho} = \nabla W$$

$$\frac{\nabla P}{\rho} = \nabla \frac{P}{\rho}, \quad \rho = \text{const}$$

Получаем уравнение Эйлера в форме Громэко-Лэмба

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \text{grad} \left(\frac{v^2}{2} + W - gz \right) = [\vec{v}, [\nabla, \vec{v}]]$$

Рассмотрим частные случаи:

1) **Движение стационарно** ($\vec{v} = \text{const}$)

- **Безвихревое движение** (потенциальное, $\text{rot } \vec{v} = 0$). Тогда из уравнения Громэко-Лэмба имеем

$$\text{grad} \left(\frac{v^2}{2} + W - gz \right) = 0$$

$$\frac{v^2}{2} + W - gz = \text{const}$$

Константа сохраняется во всем пространстве. Если жидкость несжимаема и однородна, то:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{P}{\rho} - gz = \text{const}$$

Это уравнение Бернулли для стационарного **потенциального** движения однородной несжимаемой жидкости.

- **Вихревое движение** ($\text{rot } \vec{v} \neq 0$)

Введем понятие линии тока. **Линия тока** - это линия, касательные к которой в данный момент времени и в каждой точке совпадают с вектором скорости v . Линии тока определяются системой дифференциальных уравнений.

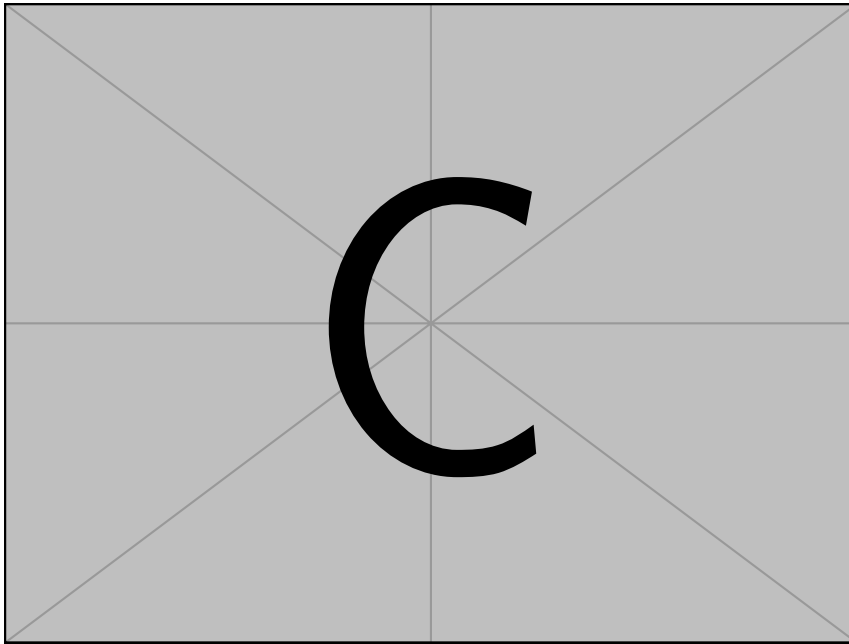


Рис. 6. Линии тока

$$\frac{dx}{dv_x} = \frac{dy}{dv_y} = \frac{dz}{dv_z}$$

Умножим уравнение Эйлера на вектор скорости, то есть спроектируем на линии тока:

$$\begin{aligned}\vec{v}[\vec{v}, [\nabla, \vec{v}]] &= 0 \\ \vec{v} &\perp [\vec{v}, [\nabla, \vec{v}]]\end{aligned}$$

Используя определение линии тока

$$\vec{v}\nabla(\dots) = \frac{d}{dl}(\dots) = 0$$

получаем тот же закон сохранения

$$\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} - gz = \text{const}$$

Но здесь константа сохраняется только вдоль линии тока, и **для разных линий тока константы разные!**

2) Нестационарное вихревое движение

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \neq 0$$

$$\text{rot } v = 0$$

В силу потенциальности $\vec{v} = \nabla \varphi$ из уравнения Громэко-Лэмба получаем

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} - gz = \text{const}$$

Этот интеграл носит название **интеграла Коши**.

Лучевая трубка тока, трубка образованная множеством линий тока, проходящей через некоторый замкнутый контур.

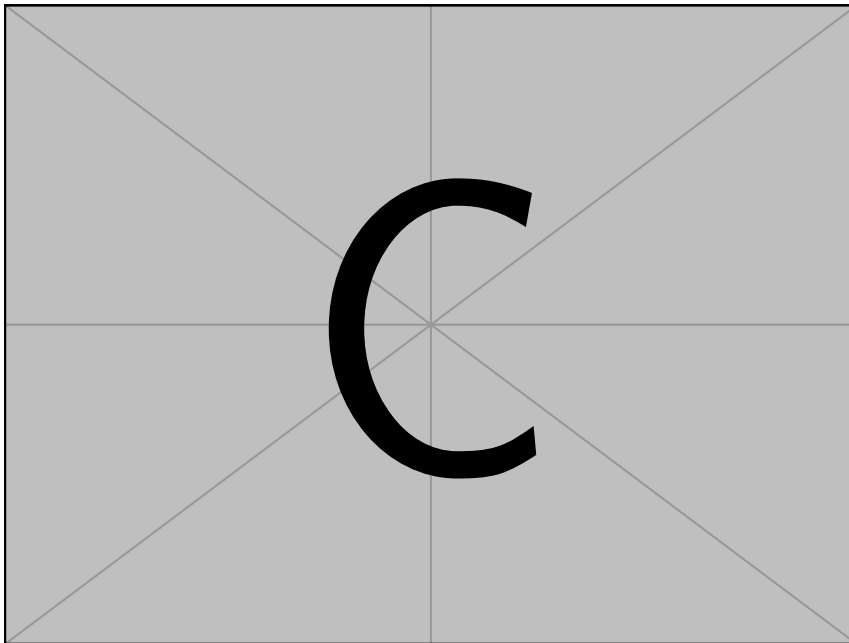


Рис. 7. Лучевая трубка

Закон Бернулли это ничто иное как следствие законов сохранения мас-

сы и энергии вдоль некоторой лучевой трубки через 2 сечения входящее S_1 и выходящее S_2 .

Закон сохранения массы: **сколько втекает, столько и вытекает.**

$$m_i = \rho_i S_i v_i \Delta t, \quad i = 1, 2$$

Изменение энергии за счет вытекания и работы силы тяжести равно работе внешних сил:

$$A_i = p_i S_i v_i \Delta t$$

$$E_i = \frac{v_i^2}{2} + u_i + \varepsilon_i$$

$$A_1 - A_2 = \Delta m (E_2 - E_1)$$

Здесь u и ε - потенциальная и внутренняя энергия. Рассмотрим случай несжимаемой жидкости. В этом случае внутренняя энергия не меняется, а $u = -gz$. В результате получим уравнение Бернулли.

Уравнение Бернулли имеет множество приложений:

- 1) Трубка Пито Знаем сечения, измеряем давления – находим скорости

$$\frac{v_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} = \frac{v_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho}$$

$$S_1 v_1 = S_2 v_2$$

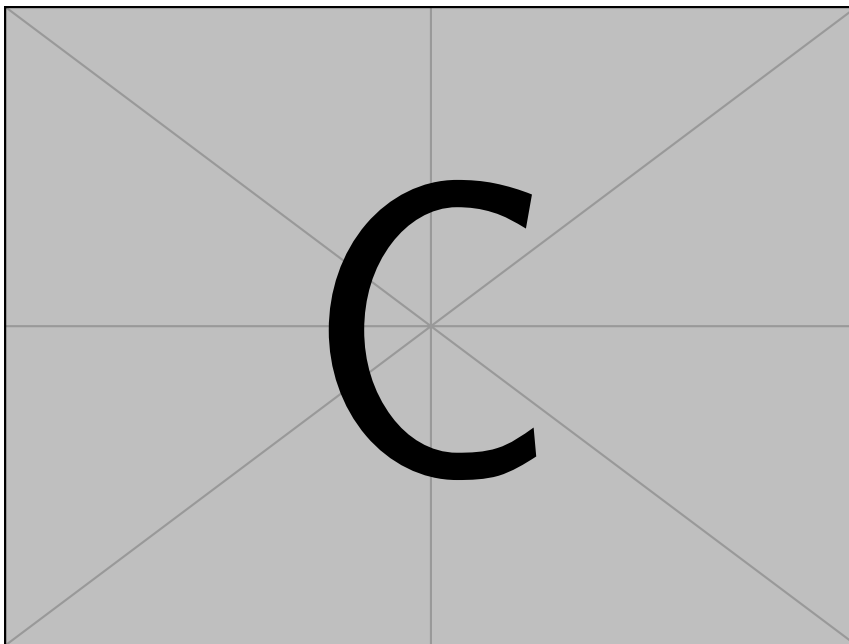


Рис. 8. Трубка Пито

- 2) Обтекание двух цилиндров Сближение линий тока, увеличение скорости. Возникает притяжение цилиндров.

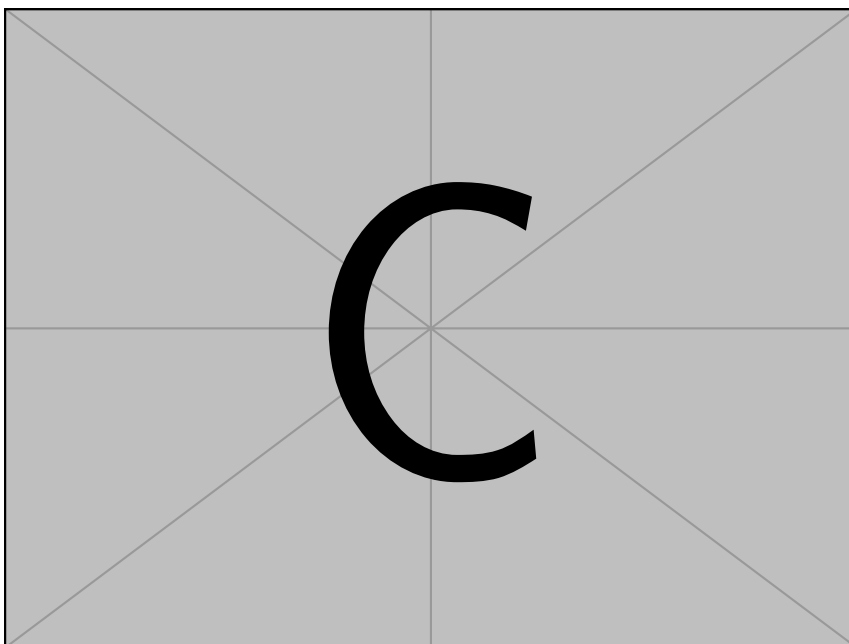


Рис. 9. схематический вид цилиндров

3) Вытекание жидкости из сосуда

$$\sigma \ll S$$

$$v = \sqrt{2g(z_1 - z_2)}$$

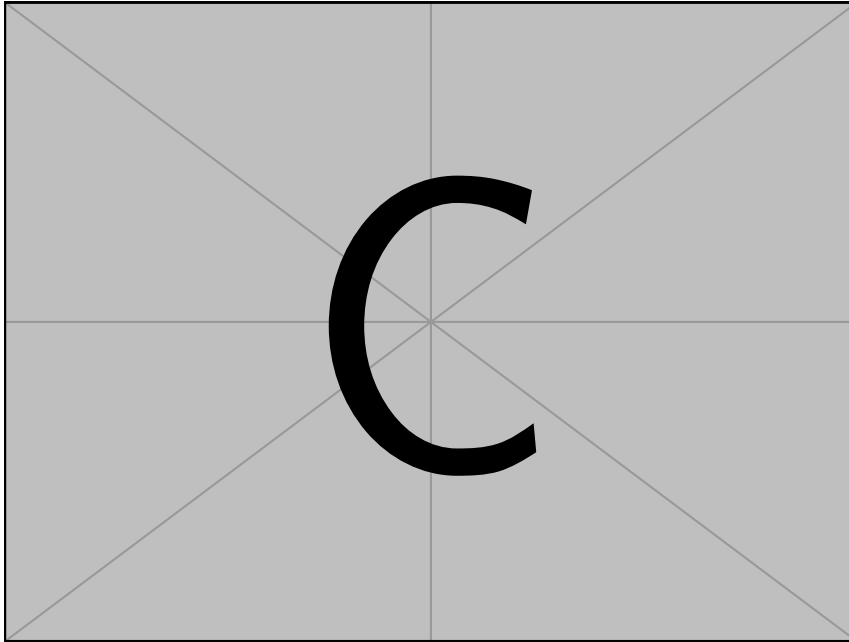


Рис. 10. Схематичный вид вытекающей жидкости

4) Задача Прандля. Косое падение плоской струи на поверхность. Кумулятивные снаряды. Наряду с уравнением Бернулли нужно использовать закон сохранения импульса.

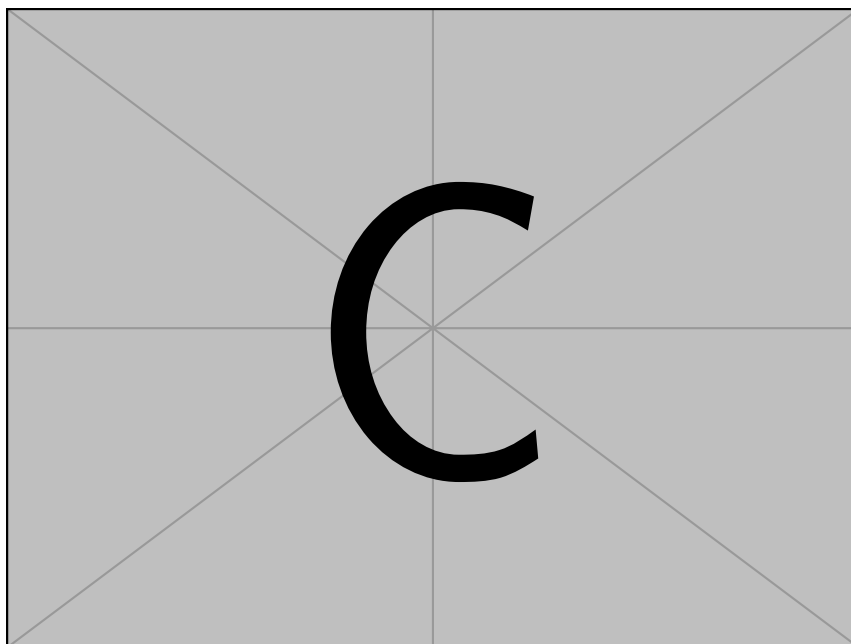


Рис. 11. Наклонное падение струи

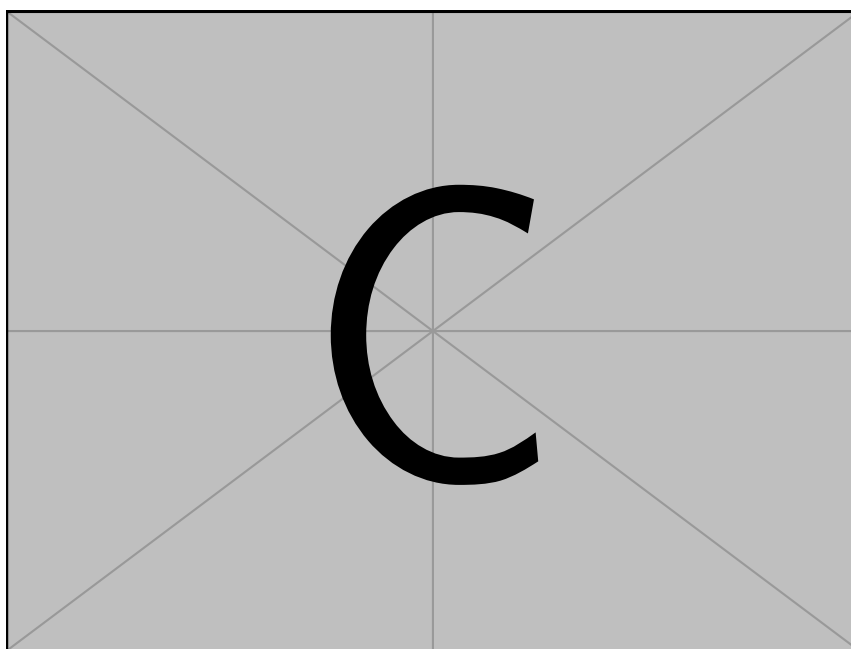


Рис. 12. Кумулятивные снаряды

3.10. Теорема о сохранении циркуляции скорости – теорема Томсона. Понятие о потенциальных и вихревых движениях жидкости.

Введём понятие циркуляции скорости – интеграл, взятый вдоль некоторого замкнутого контура

$$\Gamma = \oint_L \vec{v} d\vec{r}$$

Докажем теорему о сохранении циркуляции скорости – теорему Томсона (лорда Кельвина): **Циркуляция скорости вдоль замкнутого контура, перемещающегося в идеальной жидкости, остается постоянной.** Вы-

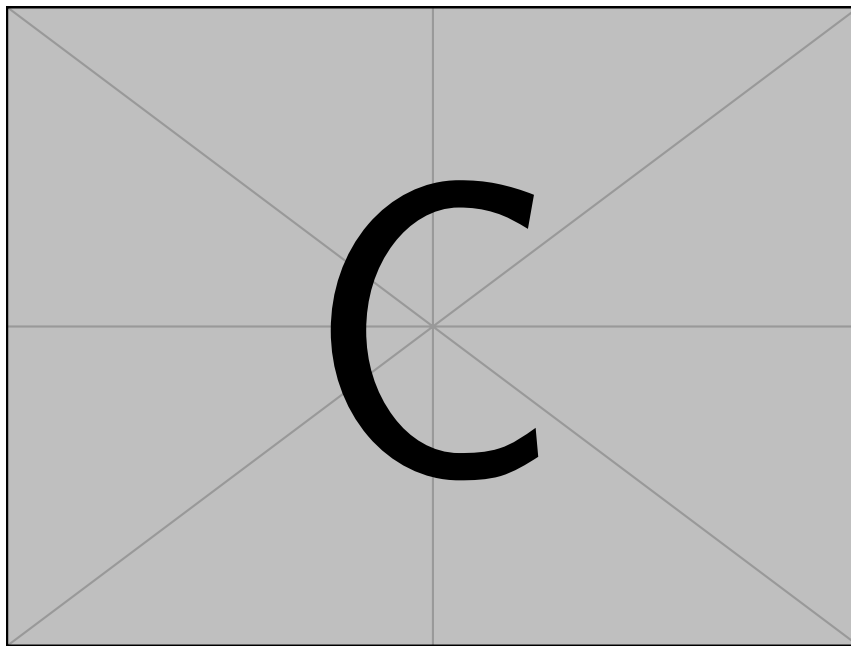


Рис. 13. два контура: начальный и смещенный

берем замкнутый контур, состоящий из фиксированных частиц («жидкий» контур) и перемещающийся вместе с ними. Найдем полную производную по времени от этого контура. Происходит изменение как скорости, так и изменение контура во времени

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{d}{dt} \oint_L \vec{v} d\vec{r} = \oint_L \frac{d\vec{v}}{dt} d\vec{r} + \oint_L \vec{v} d\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)$$

Используем определение скорости и уравнение Эйлера

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} - \vec{f}$$

Пусть внешняя сила потенциальна, а процесс адиабатический

$$\begin{aligned}\vec{f} &= -\nabla u \\ \frac{\nabla p}{\rho} &= \nabla W\end{aligned}$$

Здесь W энтальпия. Учтем, что $(\nabla\varphi d\vec{r}) = d\varphi$ и окончательно получим

$$\begin{aligned}\frac{d\Gamma}{dt} &= \oint_L d\left(\frac{v^2}{2} - W - u\right) = 0 \\ \Gamma &= const\end{aligned}$$

- Следствие 1 Используем теорему Стокса

$$\oint_L \vec{v} d\vec{r} = \int_S \vec{n} \operatorname{rot} \vec{v} dS$$

Для потенциальных течений $\operatorname{rot} \vec{v} = 0$, $\Gamma = 0$ Циркуляция скорости по

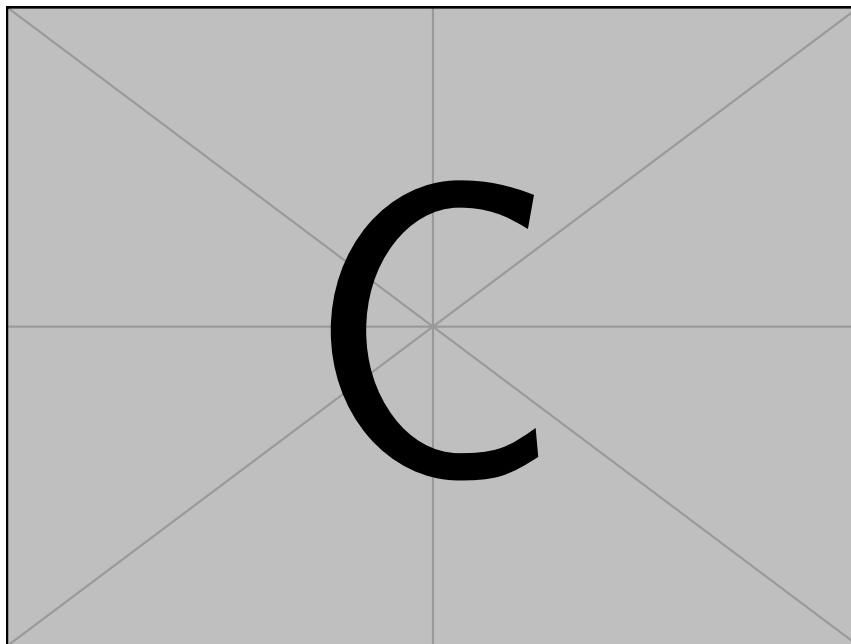


Рис. 14. Контур и поверхность, натянутая на этот контур

односвязанному контуру в потенциальном течении идеальной жидкости равна нулю.

- Следствие 2

$$\Gamma = \oint_L \vec{v} d\vec{r} = \int_S \vec{n} \operatorname{rot} \vec{v} dS = \text{const}$$

Поток вихря через поверхность, натянутую на **односвязанный контур** в потенциальном течении идеальной жидкости величина постоянная.

- Следствие 3

В потенциальном течении не может быть **замкнутых линий тока** (иначе, взяв ее в качестве контура мы получим, что циркуляция вдоль данного контура не равна нулю).

- Следствие 4

В однородной несжимаемой жидкости можно исключить из рассмотрения уравнений движения давление. Запишем уравнение Эйлера в форме Громэко-Лэмба

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla \left(\frac{v^2}{2} \right) - [\vec{v} \operatorname{rot} \vec{v}] = \nabla(W + u)$$

Возьмем от него ротор и учтем, что ротор от градиента равен нулю ($\operatorname{rot} \nabla \vec{v} = 0$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{v} &= \operatorname{rot}[\vec{v} \operatorname{rot} \vec{v}] \\ \operatorname{div} \vec{v} &= 0 \end{aligned}$$

Полное описание поля скорости с помощью одного уравнения.

3.10.1 Основные выводы из теоремы Томсона

Если в какой-то точке линии тока завихренность отсутствует, то она отсутствует и вдоль этой линии.

На первый взгляд отсюда следует:

- 1) Стационарное обтекание любого тела набегающим из бесконечности потоком должно быть потенциальным $\vec{v} = \text{const}$, $\text{rot } \vec{v} = 0$
- 2) Если движение жидкости потенциально в некоторый момент времени, то оно будет потенциальным и в дальнейшем. В частности:

Потенциальным должно быть всякое движение, при котором в начальный момент жидкость покоилась. В реальности, однако, это имеет ограниченную область применимости. Дело в том, что приведенное выше утверждение о сохранении ротора скорости вдоль линии тока неприменимо для линий проходящих вдоль поверхности твердого тела. Около стенки **нельзя провести односвязный замкнутый контур**.

Уравнения движения идеальной жидкости допускают решения в которых на поверхности твердого тела, обтекаемого жидкостью твердого тела происходит «отрыв» струи: линии тока, следовавшие вдоль поверхности, в некотором месте отрываются от него, уходя в глубь жидкости. Возникает застойная область и на границе течение становится непотенциальным

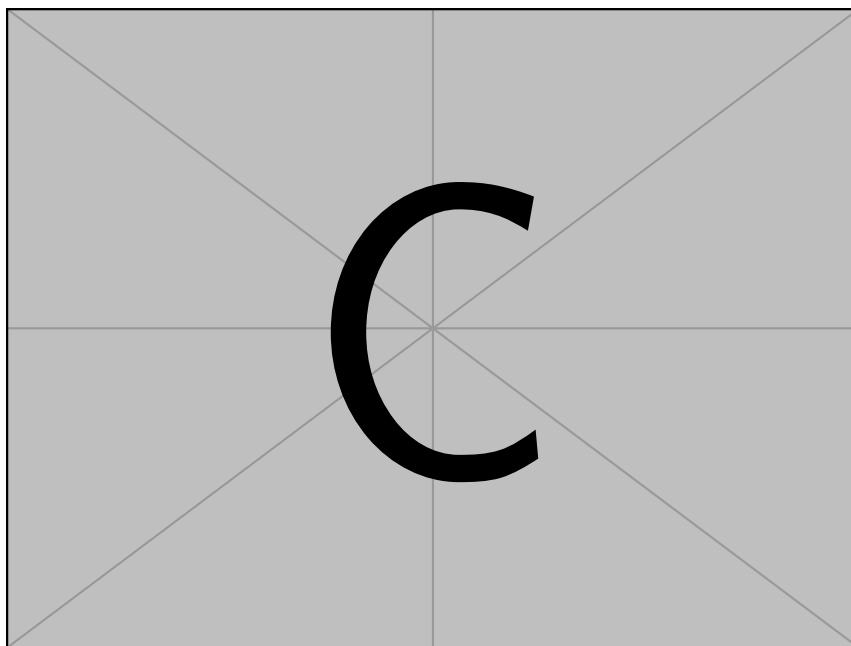


Рис. 15. Обтекание тела с застойными зонами

Возникает поверхность «тангенциального» разрыва. Скорость терпит разрыв непрерывности.

При учете таких разрывных решений решение уравнений идеальной жидкости неоднозначно: наряду с непрерывным решением появляется бесконечно множество разрывных решений. При этом разрывные решения не имеют физического смысла: так как тангенциальные разрывы **абсолютно неустойчивы**, в результате чего движение жидкости становится **турбулентным**.

Реальное течение безусловно однозначно. Всякая жидкость обладает вязкостью. Малая вязкость практически не проявляется во всем пространстве, но она будет играть определяющую роль в пристеночной области (пограничный слой).

Тем не менее в ряде случаев это достаточно хорошее приближение

- Хорошо обтекаемые тела (самолет) автомобиль, корабль) – движение жидкости от потенциального отличается только в области «пограничного» слоя и «следа» позади тела.
- Нестационарные малые колебания

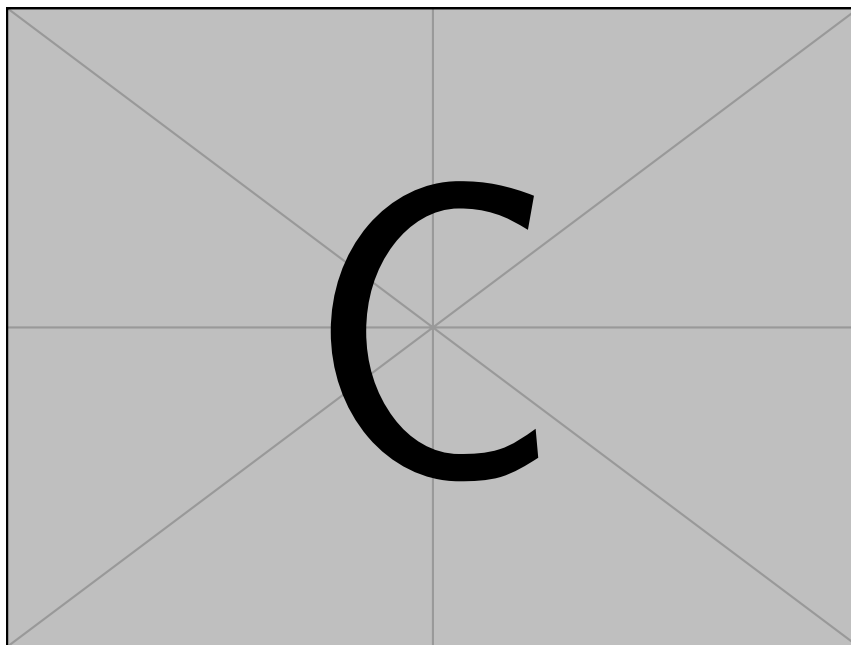


Рис. 16. Сфера размером l и сфера, смещенная на a .

l - линейный размер тела, a - характерная амплитуда колебаний, v - скорость колеблющегося тела. Если $l \gg a$, то движение жидкости вокруг тела потенциально. Оценим порядок величины различных

членов в уравнении Эйлера

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\nabla W$$

Характерные масштабы изменения скорости v порядка l , а изменения скорости во времени определяются частотой колебаний. Оценка членов в уравнении Эйлера

$$\left| \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right| / |(\vec{v} \nabla) \vec{v}| \propto \frac{u^2}{a} / \frac{l}{u^2} \propto \frac{l}{a} \gg 1$$

То есть уравнение Эйлера имеет вид:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\nabla W$$

Взяв ротор, имеем:

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{v} = 0, \quad \text{rot } \vec{v} = \text{const} = 0$$

Так как при колебательном движении среднее значение по периоду равно нулю.

Таким образом нестационарные **малые колебания потенциальны**.

3.11. Потенциальные течения несжимаемой жидкости. Парадокс Даламбера. Присоединенная масса.

В идеальной баротропной жидкости в поле потенциальных сил вихри не исчезают и не возникают. Если в начальный момент течение было потенциально, то оно будет потенциальным всегда. В ряде случаев это достаточно хорошее приближение, а уравнения гидродинамики существенно упрощаются.

3.11.1 Уравнения гидродинамики несжимаемой идеальной жидкости, когда движение потенциально

Уравнение непрерывности несжимаемой жидкости:

$$\frac{d\rho}{dt} = 0, \quad \operatorname{div}(\vec{v}) = 0$$

Поле скорости несжимаемой жидкости соленоидально. Уравнение Эйлера для несжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\nabla \frac{p}{\rho} + \vec{g}, \quad \vec{g} = -g \nabla z$$

Следовательно

$$\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{v} = \operatorname{rot}[\vec{v} \operatorname{rot} \vec{v}]$$

то есть движение потенциально. Если сначала движение было потенциально, то и в дальнейшем оно будет потенциальным. Поэтому можно ввести потенциал поля скорости

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{v} &= 0, \quad \vec{v} = \operatorname{grad} \varphi \\ \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi &= \Delta \varphi = 0 \end{aligned}$$

Таким образом, описание потенциального движения идеальной несжимаемой жидкости описывается уравнением Лапласа:

$$\Delta \varphi = 0, \quad \vec{v} = \operatorname{grad} \varphi$$

Для решения этого уравнения также необходимы граничные условия.

Условие на протекание: нормальная компонента скорости жидкости на поверхности тела должна совпадать с проекцией $v_n = \frac{\partial \varphi}{\partial n} = u_n$ скорости самого тела на эту нормаль. **Второе условие:** обычно используют значение потенциала на бесконечности.

Возникает вопрос: **как найти давление?**. Ответ: из уравнения Бернулли-

ли.

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + u = \text{const}$$

$$p = - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + u \right) + \text{const}$$

Константа может зависеть от времени. Для стационарного течения:

$$p = - \left(\frac{v^2}{2} + u \right) + \text{const}$$

Рассмотрим несколько частных решений уравнения Лапласа (вспомним электростатику)

- Пример 1. Сдвиговый поток (поле плоского конденсатора), все частицы жидкости двигаются с постоянной скоростью

Теория аналитических функций задач гидродинамики плоских течений.

У нас есть некоторое комплексное число

$$z = x + iy \quad \leftrightarrow \quad F(z) = \alpha + i\beta$$

Функция аналитическая, если независимо от направления стремления Δz к нулю существует предел:

$$F'(z) = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{F(z + \Delta z) - F(z)}{\Delta z}$$

Пример:

$$F'(z) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\alpha(x + \Delta x, y) + i\beta(x + \Delta x, y) - \alpha(x, y) - i\beta(x, y)}{\Delta x} = \frac{\partial \alpha}{\partial x} + i \frac{\partial \beta}{\partial x}$$

Второй пример:

$$\Delta z = i\Delta y$$

$$F'(z) = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{\alpha(x, y + \Delta y) + i\beta(x, y + \Delta y) - \alpha(x, y) - i\beta(x, y)}{i\Delta y} = \frac{\partial \alpha}{\partial y} - i \frac{\partial \beta}{\partial y}$$

Итак, условие аналитичности

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} = \frac{\partial \beta}{\partial y}$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial y} = -\frac{\partial \beta}{\partial x}$$

Как мы вводили потенциал и функцию тока, у нас было:

$$v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \Psi}{\partial y}$$

$$v_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

Если взять комплексную функцию $F(z) = \varphi + i\Psi$ (действительная часть потенциал, мнимая – функция тока), то это и будет т.н. комплексный потенциал.

Мы помним, что

$$\nabla^2 \varphi = 0,$$

$$\nabla^2 \Psi = 0,$$

$$\varphi = \operatorname{Re}\{F\},$$

$$\Psi = \operatorname{Im}\{F\},$$

Или

$$\varphi_1 = \operatorname{Im}\{F\}$$

$$\Psi_1 = \operatorname{Re}\{F\}$$

$$v = |F'_z|, \quad v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$$

Конкретно можно подставлять одну из двух формул для φ и Ψ .

Замечание два. Конформное отображение.=====

$$z = f(\xi)$$

z, ξ – комплексные. Соответственно

$$F(z) = F(f(\xi))$$

Задачу о цилиндре мы будем решать с помощью конформных отображений: крыло самолета в сечении конформными преобразованиями связано с окружностью. Имея решение об обтекании цилиндра, сможем решить задачу об обтекании крыла самолета.

Примеры.

Пример 1а. Однородный поступательный поток. $F(z) = ax + i \cdot ay$, $\varphi = ax$, $\Psi = ay$. Что такое линии тока? Это линии $\Psi = \text{const}$. Скорость $v_x = \frac{\partial \Psi}{\partial x} = a$
 \rightarrow - линии тока

Задается вопрос на экзамене: у вас есть плоский поток, и вот такая линия по косинусу:

$$Q = \int_A^B \vec{v} \vec{n} dl = \Psi(B) - \Psi(A) = a(y_b - y_a)$$

Пример 1б. $F(z) = iF(z) = ia - a$. Это сопряженное течение:

Дз. Что будут представлять из себя линии тока, если $\alpha = 1, \beta = 1$? Нужно найти угол наклона.

Пример 2а. У нас было поле конденсатора, поле точечного заряда. В 2д будет потенциал нити. Чтоб мы могли сами догадаться, название примера - «сток-исток-вихрь».

$$F(z) = m \ln(z)$$

$$x = r \cos \theta$$

$$y = r \sin \theta$$

$$z = x + iy = re^{i\theta}$$

$$F(z) = m \ln(re^{i\theta}) = m \ln(r) + mi\theta$$

$$\varphi = m \ln r, \quad \Psi = m\theta, \quad v_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{m}{r}$$

Линии тока $\Psi = \text{const}$:

Посчитаем поток.

$$Q = \int_A^B \vec{v} \vec{n} dl = \Psi(B) - \Psi(A) = m(\Theta_b - \Theta_a)$$

Давайте честно посчитаем интеграл:

$$Q = \int_A^B \vec{v}_r \vec{r} dl = \dots$$

Делаем следующую вещь:

Проблема была в том, что контур охватывал особую точку $r = 0$, И ВСЕ ЭТО НЕ РАБОТАЕТ

Пример 26. Сопряженное течение.

$$F(z) = im \ln z = im \ln r e^{i\theta} = im \ln r - m\theta$$

$$\varphi = m\theta, \quad \Psi = m \ln r$$

Тогда

$$v_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \quad v_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} = \frac{m}{r}$$

Циркуляция:

$$\Gamma = \int \vec{v} d\vec{l} = \int \frac{m}{r} \cdot 2\pi r = 2\pi m = \text{const}.$$

Течение у нас потенциальное. А у потенциального течения циркуляция ноль! Но опять, мы же захватили особую точку в середине, и получили фигню.

Что сделать самостоятельно (кто делает сам, 4, кто придумает что сделать, 5): СДЕЛАТЬ СЛУЧАЙ $a = \alpha + i\beta$.

m мнимое – вихрь, действительное – сток/исток, а нужно сделать для случая m комплексное.

$\alpha > 0$ исток (и вихрь), $\alpha < 0$ сток (и вихрь). Вихрь из-за беты.

Подставить и решить, как мы делали ранее:

$$(\alpha + i\beta) \ln r e^{i\theta} = \dots$$

Вообще задача качественно решается в уме. Сходящаяся или расходящаяся спираль.

Пример 3. Гидродинамический диполь.

$$F(z) = -\frac{P}{z} = -\frac{P}{x+iy} = \varphi + i\Psi$$

Найдите φ и Ψ :

$$\varphi = -\frac{Px}{x^2+y^2}, \quad \Psi = \frac{Py}{x^2+y^2}$$

Линии тока $x^2 + y^2 = c \cdot y$ — смещенные окружности.

$$x^2 + y^2 - 2\frac{1}{2}cy + \frac{1}{4}c^2 = \frac{1}{4}c^2 \quad x^2 + (y - c/2)^2 = r^2$$

Отсюда $r = \frac{c}{2}$, центр окружности в $(0, c/2)$. Теперь действительно:

Надо вспомнить, что $\varphi = -\frac{Px}{x^2+y^2}$, а $v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}$. Ну и надо найти скорость, и надо немножко быть ленивым. Чтобы не брать производную от этой функции. Можно взять игрек 0, да и посчитать производную в точке. Ведь линия тока знак везде имеет одинаковый.

Пример 4. Циркуляционное обтекание кругового цилиндра. У нас имеется

$$v_r = 0, r = R, \quad v + x = -v_0, r \rightarrow \infty.$$

Все просто?

$$F = F_1 + F_2$$

$$F_1 = -v_0 z - \text{просто набегаёт поток} \quad F_2 = -\frac{v_0}{z} - \frac{A}{z} = -v_0 r e^{i\theta} - \frac{A}{r} e^{-i\theta}$$

Считаем v_r :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = -\left(v_0 - \frac{A}{r}\right) \cos \theta$$

здесь при $r = R$ $v_r = 0$, и мы нашли константу $A = v_0 R^2$. Тогда

$$F = -v_0 \left(z + \frac{R^2}{z} \right).$$

$$F = -v_0 \left(z + \frac{R^2}{z} \right) - \frac{\Gamma i}{2\pi} \ln z$$

Что такое здесь гамма, во-первых? Что такое гамма здесь? Что? Посмотрим немножко назад, мы считали циркуляцию по контуру. $\Gamma = m2\pi$ Вопрос. Граничным условиям удовлетворяет? Мы конструируем решение (в силу линейности уравнения Лапласа), поэтому надо проверять. Проверяем граничные условия. Первые два слагаемых только что проверили. А добавили еще вот такое круговое течение (машет руками по кругу). Добавили условие, что нормальная компонента не изменилась.

Ну давайте найдем, что у нас получится.

$$v_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = -v_0 \left(1 - \frac{R^2}{r} \right) \cos \theta$$

$$\frac{v_\theta \Big|_{r=R}}{2\pi R} = 2v_0 \sin \theta + \Gamma$$

Смотрим на поверхность. Что на ней делается. На ней первое слагаемое: у нас обтекает поток у нас обтекает поток, почему скорость в два раза больше, почему скорость в два раза больше? Понятно почему, понятно почему. Почему я задумался, а вот знак у меня правильный или неправильный? Но это не суть, важно что должен быть минус, проверьте на экзамене, ответ должен быть правильный, а не то что я написал.

Смотрите, цилиндр Если мы что-то перекрыли, поток на поверхности больше. Плюс еще добавилось круговое течение. Что есть? Есть поток, это вот такая картиночка, это одно решение: другое: Следующая картиночка вот какая-то такая Критическое значение

$$\Gamma^* = 4\pi v_0 R.$$

Если гамма меньше критического, то критическая точка на поверхности цилиндра, если больше, то вне области цилиндра. Идет какая-то сепаратриса:

Вопрос. Переходим к формуле Жуковского. Что будет делаться с цилиндром? Появится сила или нет, действующая на цилиндр? Появится какая-нибудь сила или нет? Чем надо воспользоваться:

$$p_0 + \frac{\rho v_0^2}{2} = p_s + \frac{\rho v_\theta^2}{2}$$

Отсюда

$$p_s = p_0 + \frac{\rho}{2}(v_0^2 - v_\theta^2)$$

Ну и получается

$$p_s = p_0 + \frac{1}{2}\rho \left(v_0^2 - 4v_0^2 \sin^2 \theta - \left(\frac{\Gamma}{2\pi R} \right)^2 - \frac{2\Gamma v_0 \sin \theta}{\pi R} \right)$$

Тогда

$$F = - \int p \vec{n} d\vec{l}.$$

По горизонтали силы никакой нет. Давление больше где скорость меньше, значит оно больше внизу \rightarrow возникнет подъемная сила. (скорость больше, сложение скорости набегающего потока и кругового).

Чтобы по вертикали посчитать силу, нужно пять слагаемых интегрировать. Не ноль только последнее слагаемое:

$$F_x = - \int p n_x dl = \rho \Gamma v_0.$$

Это есть формула Жуковского. Интеграл тривиален. Сила пропорциональна плотности, скорости и завихренности.

Для упражнения вам такой вопрос: у меня есть цилиндр, скатывающийся по наклонной плоскости. (картинка). Одна траектория в вакууме, другая в воздухе. Объяснить какая дальше.

Следующий вопрос. ЧМ по футболу, угловой, мячик, мы ударяем по мячику. Объяснить как бить для сухого листа.

Параграф 2.8. Вихревые движения в идеальной жидкости. До сих пор мы занимались потенциальными течениями: сток исток, двумерное движение и т.д.

Вот введем такую величину (вихрь, завихренность):

$$\vec{\Omega} = \text{rot } \vec{v}$$

Ранее мы вводили

$$\Gamma = \oint \vec{v} d\vec{l} = \int_S \text{rot } \vec{v} d\vec{S} = \int_S \vec{\Omega} \vec{n} dS$$

Циркуляция скорости по замкнутому контуру равна потоку завихренности.

(рис)

Теорема Томсона: циркуляция скорости по замкнутому контуру, двигающемуся в идеальной жидкости, постоянна.

Сохраняется постоянным и поток вихря через поверхность, натянутую на контур, $\Gamma = \text{const}$.

Опр. Вихревая линия - линия, касательная к которой в каждой точке коллинеарна вектору вихря.

Понятие вихревой трубки. Берем некий первоначальный контур S , вдоль каждой точки границы проводим вихревую линию - это будет вихревая трубка. (рис)

Теорема Лагранжа. Элементы идеальной жидкости, лишённые вихрей в начальный момент времени, будут лишены их в дальнейшем.

Вихри в идеальной жидкости возникнуть и исчезнуть не могут. Чтобы он появился, необходимо взаимодействие с поверхностью, что приводит к неодносвязности контура (мы к этому вернемся), а также непотенциальность сил. Пример непотенциальной силы: заряженная жидкость в магнитном поле.

Посмотрим теорему Лагранжа более аккуратно.

(рис)

На поверхности трубки разместим маленький контур S_1 . Сосчитаем поток через этот маленький контур: очевидно, он равен нулю

$$\Gamma_1 = \int \vec{\Omega} \vec{n} dS_1 = 0$$

Теперь, если он равен нулю в некий начальный момент, то и в любой момент этот контур будет находится на поверхности этой трубки: так как контур произвольный, представим мысленно трехмерную картинку, что мы берем за кончик контур и немного оттягиваем от трубки. Тогда сразу поток сразу станет не равен нулю. Поскольку контур произвольный, то это означает, что любое малое шевеление с уходом от поверхности приводит к появлению потока. Это доказательство от противного. Это была первая теорема Гельмгольца, о том, что любая линия состоит из одних и тех же элементов жидкости.

Теорема Гельмгольца: поток вектора вихря через поперечное сечение лучевой трубки остается постоянным.

Боковая поверхность лучевой трубки S_b

$$\int \vec{\Omega} \vec{n} dS = \int_{S_1} \vec{\Omega} \vec{n} dS + \int_{S_2} \vec{\Omega} \vec{n} dS + \int_{S_b} \vec{\Omega} \vec{n} dS$$

Очевидно, поток через боковую поверхность равен нулю. Используем формулу Остроградского-Гаусса: интеграл от омеги по поверхности равен интегралу дивергенции омеги по дв:

$$\int \vec{\Omega} \vec{n} dS = \iiint \operatorname{div} \vec{\Omega} dV = 0$$

Получится

$$\int_{S_1} \vec{\Omega} \vec{n} dS = \int_{S_2} \vec{\Omega} \vec{n} dS$$

Значит, поток постоянный.

Если Ω можно считать константой, S мало, то ΩS – интенсивность вихревой трубки – ?

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad \vec{\Omega} = \operatorname{rot} \vec{v}, \quad \frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial \tau} = \operatorname{rot}[\vec{v}, \vec{\Omega}]$$

Пример 1) Плоское течение (рис) $\vec{v} = (v_x(y), 0, 0)$. Дивергенция очевидно равна нулю:

$$\operatorname{div} \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0$$

Сосчитаем завихренность $\vec{\Omega}$.

$$\vec{\Omega} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ v_x & 0 & 0 \end{vmatrix} = -\vec{k} \cdot \frac{\partial v_x}{\partial y}$$

Итак, завихренность есть, но она направлена либо на нас, либо от нас по рисунку.

Является ли данное течение стационарным? Когда у нас была гидростатика, мы находили условие равновесия, а потом проверили, будет ли это состояние стационарным. Проверка третьим уравнением, будет.

а) $v_x = b y$ $\vec{\Omega} = -b \vec{k}$ б)

$$v_x(y) = \begin{cases} v_0, & y > 0 \\ 0, & y < 0 \end{cases}$$

Это ступенчатая функция:

$$\vec{\Omega} = \vec{k} \cdot v_0 \delta(y)$$

Это так называемая вихревая пелена. (рис)

Сосчитаем интеграл туПО по контуру:

$$\Gamma = lv_0 + 0 + 0 + 0$$

С другой стороны,

$$\Gamma = \int \vec{\Omega} \vec{n} dS = lv_0$$

Что здесь немного непривычного? Мы привыкли считать, что завихренность — это когда что-то крутится. А у нас течение плоско-параллельное, но скорости у разных сечений разные: и у нас движение все равно вихревое.

Пример 2) Вращение жидкого цилиндра. (две картиночки)

$$v_\theta(r) = \begin{cases} \omega r, & r < R \\ 0, & r > R \end{cases}$$

Здесь можно обойтись формулой попроще. Вектор Омеги направлен по оси z , и получается простая формула:

$$\text{rot } \vec{v} = \vec{\Omega} = \vec{I}_z \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_\theta = \vec{I}_z 2\omega.$$

(график линейный в тета от эр) $r > 0$, течение потенциально: $\vec{\Omega} = 0$. Считаем, что цилиндр крутится, а течение вокруг него потенциальное.

$$\frac{\partial}{\partial r} r v_\theta = 0 \quad \Rightarrow \quad v_\theta = \frac{A}{r}$$

Решаем

$$\Gamma = \int_L \vec{v} d\vec{l} = 2\pi R v_\theta = 2\pi A$$

С другой стороны, гамма это поток вихря:

$$\Gamma = \iint \text{rot } \vec{v} \vec{n} dS = \iint \Omega_n dS = 2\omega \pi R^2$$

Из этих формул находим

$$v_\theta = \frac{\omega R^2}{r} = \frac{\Gamma}{2\pi r}$$

Ради чего мы все это делали? Надо найти давление:

$$p + \frac{\rho v^2}{2} = p_0 \quad \Rightarrow \quad p = p_0 - \frac{\rho v^2}{2}$$

Используем уравнение Бернулли, и ищем ошибку, которая здесь была допущена. По формуле получилось на бесконечности и в центре скорость ноль, и давление в центре нуля и на бесконечности одно и тоже. А из опыта известно, что в центре смерча, например, давление пониженное.

Подсказка: использовали уравнение Бернулли, а оно сформулировано в разных случаях: 1) для стационарного потенциального течения во всем пространстве, 2) вдоль лучевой трубки, 3) нестационарное

При $r > R$ можно пользоваться, течение потенциальное. А внутри-то там есть вихрь, течение не потенциально, и формулой Бернулли пользоваться нельзя.

Непонятно как получается такая формула:

$$r > R : p = p_0 - \frac{\rho \omega^2 R^4}{2r^2}$$

Внутри пользуемся уравнением Эйлера. Как мы его выводили: масса умножить на ускорение равно силе.

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \vec{v} \nabla \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho}$$

У нас $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$. Нужно знать $\vec{v} \nabla \vec{v}$ в сферической системе координат. Есть два способа: первый - посмотреть, второй - смотрим на картиночку: частичка движется по окружности, радиус у неё известен R , скорость известна ωr . Ускорение центростремительное $a_r = -\frac{v^2}{R} = -\omega^2 r$. Тогда можем записать:

$$-\omega^2 r = -\frac{dp}{dr} \frac{1}{\rho}?$$

$$p(r) = \begin{cases} p_0 - \frac{\rho\omega^2 R^4}{2r^2} & , \quad r > R \\ p_0 - \frac{\rho\omega^2 R^4}{2r^2} + \frac{\rho\omega^2 r^2}{2}, & r < R \end{cases}$$

(рис) Получается, что давление в центре маленькое. Чем больше радиус вихря, тем меньше давление.

Если кто-то хочет подумать. Вихрь имеет такую структуру. Попробуйте показать, что в нем есть подъемная сила.

Займемся следующим приближением.

3.11.2 Точечные вихри

Устремляем сечение нашей вихревой трубки к нулю так:

$$R \rightarrow 0, \quad \omega \rightarrow \infty, \quad \Gamma = 2\pi\omega R^2 = \omega A, \quad v_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r}$$

Пусть у нас есть много вихрей (рис). Как они между собой будут взаимодействовать? У нас есть уравнение Лапласа, которое работает всюду, кроме вихревых линий. Скорость в данной точке равняется суперпозиции скорости от всех вихрей. Дальше, по теореме Гельмгольца, завихренность переносится частицами жидкости. То есть, скорость точечного вихря Γ_i равняется скорости жидкости в данной точке, создаваемой всеми остальными вихрями.

$$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \sum_{k \neq i} \vec{v}_k(\vec{r}_i)$$

(чисто техническая картиночка)

$$r = \sqrt{(x_k - x_i)^2 + (y_k - y_i)^2}, \quad \sin \theta = \frac{y_i - y_k}{r}, \quad v_\theta = \frac{\Gamma_k}{2\pi r_{ik}}$$

Первое:

$$\begin{aligned} \frac{dx_i}{dt} &= -\frac{1}{2\pi} \sum_{k \neq i} \frac{\Gamma_k (y_i - y_k)}{r_{ik}^2} \\ \frac{dy_i}{dt} &= -\frac{1}{2\pi} \sum_{k \neq i} \frac{\Gamma_k (x_i - x_k)}{r_{ik}^2} \end{aligned}$$

Какие интегралы есть у этой системы?

$$\sum \Gamma_i \frac{dx_i}{dt} = - \sum \sum \frac{\Gamma_k \Gamma_i (y_i - y_k)}{r_{ik}^2} = 0$$

Это значит, что

$$\sum x_i \Gamma_i = \text{const} = \bar{x} \sum \Gamma_i, \quad \text{где} \quad \bar{x} = \frac{\sum x_i \Gamma_i}{\sum \Gamma_i}$$

Тривиально, что то же самое можно записать по координате y . Если $n > 2$, других интегралов нету.

Если есть желающие, попробуйте составить программу, которая бы решала эту систему уравнений. Мышкой ставить точку, какая интенсивность гаммы i вводится, мышкой вторая точка ставится интенсивность, и т.д. каждая точка своим цветом, старт, картинки крутятся и вертятся.

Если есть два вихря противоположных знаков, то они уходят на бесконечность: нужно динамическое изменение области просмотра.

Рассмотрим более простую задачу. Всего два вихря: r_1 и r_2 .

$$\frac{dx_1}{dt} = -\frac{\Gamma_2(y_1 - y_2)}{2\pi r^2}, \quad r^2 = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}.$$

$$\frac{dx_2}{dt} = \frac{\Gamma_1(y_1 - y_2)}{2\pi r^2}, \quad r^2 = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}.$$

$$\frac{dy_1}{dt} = \frac{\Gamma_2(x_1 - x_2)}{2\pi r^2}, \quad r^2 = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}.$$

$$\frac{dy_2}{dt} = -\frac{\Gamma_1(x_1 - x_2)}{2\pi r^2}, \quad r^2 = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}.$$

Домножаем, складываем:

$$\Gamma_1 x_1 + \Gamma_2 x_2 = \text{const}, \quad \Gamma_1 y_1 + \Gamma_2 y_2 = \text{const}$$

Мы нашли два интеграла: центр тяжести не изменяется. Ну, давайте попробуем еще найти интегралы. Если мы найдем еще два интеграла, то задачу

сделаем. Подсказка: из первого уравнения вычесть второе.

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}(x_1 - x_2) &= -\frac{(\Gamma_1 + \Gamma_2)}{2\pi} \frac{y_1 - y_2}{r}, \\ \frac{d}{dt}(y_1 - y_2) &= \frac{(\Gamma_1 + \Gamma_2)}{2\pi} \frac{x_1 - x_2}{r}\end{aligned}$$

Домножаем, складываем:

$$(x_1 - x_2) \frac{dx_1 - x_2}{dt} + (y_1 - y_2) \frac{dy_1 - y_2}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{d(x_1 - x_2)^2}{dt} + \frac{d(y_1 - y_2)^2}{dt} = 0$$

Отсюда еще один интеграл

$$(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 = r^2 = \text{const}$$

Вихри вращаются вокруг неподвижного центра тяжести, с сохранением расстояния между ними. Какие при этом траектории движения? Чтобы найти траекторию, из первого уравнения находим x_1 , из второго y_2 , подставляем в это уравнение и получим уравнение окружности.

а) Что же у нас теперь будет? Посмотрим частный случай, когда $\Gamma_2 = 0$, $\Gamma_1 = \Gamma$. (рис) Движение по окружности $v_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r}$, центр тяжести в точке ненулевого вихря.

б) Два вихря Γ, Γ – центр тяжести посередине, расстояние между вихрями l , $v_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi l}$.

в) Два вихря $\Gamma, -\Gamma$. Центр тяжести будет находится на бесконечности (нетрудно посчитать). $v = \frac{\Gamma}{2\pi l}$. Два таких вихря двигаются с постоянной скоростью.

г) Гамма над плоскостью. (рис). Метод изображений даст, что вихри будут двигаться параллельно плоскости.

д) Вихрь в угле - как-то параллельно? Нужен (рис).

На прошлой лекции для совокупности вихрей:

$$\frac{d\vec{\Gamma}_i}{dt} = \sum v_k(\Gamma_i), \quad v_k = \frac{\Gamma_k}{2\pi r_{ik}}$$

Параграф: поверхностные гравитационные волны. (Карабельные волны, цунами, ветровые волны, внутренние волны в неоднородной жидкости)

Приближения, которые мы используем:

1) идеальная, несжимаемая (нет вязкости, звука) 2) однородная (плотность постоянна) 3) поверхность жидкости плоская и неограниченная (земля в данных масштабах плоская) 4) волны малой амплитуды.

(картинка)

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}, \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{g}$$

Оценка:

$$\frac{\partial v}{\partial t} \sim \frac{V}{\tau}, \quad \text{quada} \sim V\tau, \quad \tau \sim \frac{a}{V}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} \sim \frac{v^2}{a}, \quad +(\vec{v}, \nabla) \vec{v} \sim \frac{v^2}{l}, \quad l \gg a$$

Значит вторым слагаемым можно пренебречь:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{\nabla p}{\rho} - \nabla(gz)$$

Берем от этого уравнения ротор:

$$\text{rot grad} = 0, \quad \text{rot } \vec{v} = 0, \quad \vec{v} = \text{grad } \varphi,$$

Из несжимаемости

$$\text{div } \vec{v} = 0$$

Тогда

$$\nabla^2 \varphi = 0$$

. Волны описываются (нет силы тяжести, плотности воды) уравнением Лапласа. Давайте подумаем, откуда же что делается. Давайте напомним граничные условия.

(рис)

Начнем с поверхности. На поверхности воздух, есть некое давление p_0 . Можем здесь использовать уравнение Бернулли: вернемся к уравнению Эйлера, вместо скорости вставить градиент φ , получим

$$\rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \rho g \xi = -\rho p_0$$

Введем смещение волны от плоскости $\xi(x, y)$.

Первое приближение: всегда можем ввести $\varphi' = p_0 \rho t + \varphi$ Второе прибли-

жение: возмущения достаточно малы, и получится

$$\rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \rho g \xi = 0 \quad \Big|_{z=\xi \approx 0}$$

Посмотрим, чему равняется вертикальная скорость:

$$v_z = \frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial \xi}{\partial t} + \cancel{(v_z \text{ grad})} \xi$$

Из-за малости колебаний вторым слагаемым пренебрегли:

$$v_z = \frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial \xi}{\partial t}$$

С другой стороны,

$$v_z = \frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

Дифнем по тэ уравнение для фи:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad \Big|_{z=\xi \approx 0}$$

Еще нужно граничное условие на дне – условие непротекания – вертикальная компонента скорости на дне равна нулю:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad \Big|_{z=-H}$$

Если $z \rightarrow \infty$, то $\varphi \rightarrow 0$.

Введем замену $\varphi = \Phi(z) \cdot e^{i(kx - \omega t)}$. Тогда

$$\frac{d^2 \Phi}{dz^2} - k^2 \Phi = 0$$

Оно взялось из $\nabla^2 \varphi = 0$. Нам надо найти такое решение, чтобы оно удовлетворяло нулю на дне. Решение:

$$\Phi = A \operatorname{ch} k(z + H)$$

Тогда

$$\varphi = A \operatorname{ch} k(z + H) \cdot e^{i(kx - \omega t)}$$

Считаем производные:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = Ak \operatorname{sh} k(z + H) \cdot e^{i(kx - \omega t)}$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\omega^2 A \operatorname{ch} k(z + H) \cdot e^{i(kx - \omega t)}$$

В итоге получаем дисперсионное уравнение:

$$-\omega^2 A \operatorname{ch} k(z + H) \cdot e^{i(kx - \omega t)} + gAk \operatorname{sh} k(z + H) \cdot e^{i(kx - \omega t)} = 0 \Big|_{z=0} \Rightarrow \omega^2 = gk \operatorname{th} kH$$

Вспоминаем:

$$\operatorname{th} x = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}} = \frac{\operatorname{sh} x}{\operatorname{ch} x}$$

(график)

У нас есть два масштаба: длина волны λ и глубина водоема H .

Волны на мелкой воде: $\lambda \gg H$ или $kH \ll 1$.

Получается для волн на мелкой воде

$$\omega^2 = gk^2 H, \quad \omega = \pm k \sqrt{gH}$$

Волны на мелкой воде – это волны без дисперсии. Пример яркий волн без дисперсии – это цунами в океане. Глубина океана 5-6 км, а цунами длиной волны десятки, сотни километров.

$$v_f = v_{gr}, \text{ если у нас волны на мелкой воде и } v_f = v_{gr} = \sqrt{gH}.$$

(оставил парочку строчек)

Второе. $kH \gg 1$. Это волны на глубокой воде. В этом случае тангенс равен 1, и тогда

$$\omega = \pm \sqrt{gk}$$

Волна не чувствует дно, но появляется дисперсия. Примеры волн на глубокой воде – рябь в луже.

$$v_f = \sqrt{\frac{g}{k}}, \quad v_{gr} = \frac{g}{2\sqrt{gk}} = \frac{1}{2}v_f.$$

У нас есть понятие фазовой и групповой скоростей:

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \sqrt{gH} \cdot \sqrt{\frac{\operatorname{th} kH}{kH}}, \quad v_{gr} = \frac{d\omega}{dk} =$$

Если у нас есть некий волновой пакет, и мы смотрим как он распростра-

няется, у нас есть огибающая и есть фаза. Групповая скорость - скорость огибающей, фазовая - скорость постоянной фазы.

Нарисуем графики, как выглядит фазовая скорость.

(график)

На мелкой воде пакет волн движется вместе, а на глубокой гребни волн будут убегать вперед.

*) Задание. Оценить время расплывания из второй производной

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2}$$

Нас интересует, как движутся частицы. Запишем

$$\varphi = A \operatorname{ch} k(z + H) \cdot \exp(i(kx - \omega t))$$

Частичка находится на некотором горизонте. У нас

$$v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

(потом посчитаем)

Дальше у нас есть координаты:

$$\frac{d\xi}{dt} = v_x, \quad \frac{d\eta}{dt} = v_z$$

В результате мы сможем определить траектории, по которым движется частица.

Лекция 05.04.2019 —————

на дне условие не протекания, наверху нестационарное уравнение Бернулли используем. В результате мы решили уравнение, используя граничные условия, и получили дисперсионное соотношение.

$$\varphi = A \operatorname{ch} k(z + H) \exp(i(kx - \omega t)), \quad v = \nabla \varphi$$

Мы находимся на некотором горизонте z :

$$v_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = A \operatorname{ch} k(z + H) e^{i(kx - \omega t)}$$

$$v_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} = k \operatorname{sh} k(z + H) e^{i(kx - \omega t)}$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \frac{d\xi}{dt} &= v_x, & \xi &= \frac{v_x}{-i\omega} = -\frac{kA}{\omega} \operatorname{ch} k(z + H) e^{(\dots)} \\ \frac{d\eta}{dt} &= v_z, & \eta &= \frac{v_z}{-i\omega} = \frac{ikA}{\omega} \operatorname{sh} k(z + H) e^{(\dots)} \end{aligned}$$

При $z = 0$ $\xi = a$ (амплитуда на поверхности равна амплитуде колебаний):

$$A = \xi|_{z=0} = \frac{ikA}{\omega} \operatorname{sh} kH$$

Поскольку величины у нас комплексные, мы должны взять действительную часть и получить такой ответ:

$$\begin{aligned} \xi &= -\frac{a}{\operatorname{sh} kH} \operatorname{ch} k(z + H) \sin kx - \omega t \\ \eta &= \frac{a}{\operatorname{sh} kH} \operatorname{sh} k(z + H) \cos kx - \omega t \end{aligned}$$

Отсюда видно, что траектории двигаются по эллипсу:

$$\frac{\xi^2}{a_\xi^2} + \frac{\eta^2}{a_\eta^2} = 1, \quad a_\xi = \frac{a \operatorname{ch} k(z + H)}{\operatorname{sh} kH}, \quad a_\eta = \frac{a \operatorname{sh} k(z + H)}{\operatorname{sh} kH}$$

Надо рассмотреть два случая.

3.11.3 Волны на мелкой воде ($kH \ll 1$)

Разложение гиперболических функций при малых аргументах:

$$\operatorname{sh} x \approx x + \dots, \quad \operatorname{ch} x \approx 1 + \dots$$

Учтем ещё, что по картинке $k(z + H)$ ещё меньше, чем kH . Тогда

$$a_\xi = \frac{a}{kH}, \quad a_\eta = a \left\{ 1 + \frac{z}{H} \right\}$$

(картинка с эллипсом и волной)

Частички двигаются по сильно вытянутым траекториям

3.11.4 Волны на глубокой воде. Волны с сильной дисперсией $kH \gg 1$

По определению,

$$\operatorname{sh} x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}, \quad \operatorname{ch} x = \frac{e^x - e^{-x}}{2}$$

Тогда

$$\operatorname{sh} kH \approx \operatorname{ch} kH \approx \frac{e^{kH}}{2}$$

В общем, получится

$$a_\xi = a_\eta = ae^{kz}, \quad z < 0$$

Траектории представляют собой окружности, быстро спадающие с глубиной. Займёмся численным экспериментом. Оценка такая: мы находимся в море, амплитуда волны a равна пяти метрам. Это очень серьёзные волны. Давайте считать, что длина волны λ тоже десять метров, а мы опустились на глубину 10 метров. Какая будет амплитуда колебания? Если посчитать, то будет один сантиметр. Вот так быстро спадает. Наверху шторм, а на глубине фактически стоит штиль.

Резюме. Длинные волны – это волны без дисперсии, траектории продолговатые эллипсы. $v_f = v_{gr} = \sqrt{gH}$.

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + v \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0, \quad \xi = \xi_0(x - vt)$$

Выйдем за пределы и будем считать, что

$$v = \sqrt{g(H + \xi)}$$

Попробуйте представить себе, что будет. Волна подходит к берегу, и возникает два эффекта: за счёт малой H , энергия то никуда не девается, амплитуда становится больше. Второй эффект в возрастании скорости гребня (быстрее чем подошва), и волны опрокидывается.

Короткие волны – это волны с дисперсией, и их траектории – окружности. При этом $v_f = \frac{\omega}{k} = \dots, v_{gr} = \frac{d\omega}{dk}$

3.12. Гравитационно-капиллярные волны

Ранее мы не учитывали поверхностное напряжение. Нарисуем картинку (картинка)

Есть два главных радиуса кривизны, и возникает избыточное давление:

$$\delta P = \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \alpha \frac{1}{R} = -\alpha \nabla \left(\frac{\nabla \xi}{\sqrt{1 + (\nabla \xi)^2}} \right)$$

Если $\nabla \xi \sim \frac{a}{\lambda} \ll 1$, то $\delta P_k = -\alpha \Delta \xi$.

Задача свелась к предыдущей. Граничное условие на дне – не протекание, а на поверхности другое:

$$\rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \rho_r g \xi + p_0 + \delta P_k = 0, \quad z = 0$$

(градиент выкинули в силу линейности задачи, считаем колебания малыми)

От p_0 мы легко избавляемся, и в итоге получаем уравнение:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + g \xi + \alpha \Delta \xi = 0 \quad \Big|_{z=0}$$

Что дальше с этим делать? То же самое, что и раньше. У нас встретились фи и кис, надо от кис избавиться. Вспоминаем:

$$\Delta \xi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}$$

??? В результате получаем граничное условие:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\alpha}{\rho} \frac{\partial^3 \varphi}{\partial z^2 \partial t} = 0$$

Решаем уравнение Лапласа, учитываем граничные условия на дне, и получается следующее решение для потенциала. Теперь подставляем это решение в последнее уравнение, и получаем дисперсионное уравнение

$$\omega^2 = (gK + \gamma k^3) \operatorname{th} kH, \quad \gamma = \frac{\alpha}{\rho}.$$

$$kH \gg 1 \quad \Rightarrow \quad \omega^2 = gK + \gamma k^3.$$

Когда существенно капиллярные волны? Для ряби на воде, понятно что для цунами они не важны. Давайте считать фазовую скорость:

$$v_f^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = \frac{g}{k} + \gamma k$$

Рисуем график

(график с минимумом) $\lambda_0 = 1.7$ см

Ищем, чему равен минимум: он равен $k_* = \sqrt{\frac{g}{k}}$

$$v_{gr} = \frac{d\omega}{dk} \Rightarrow v_{gr} = \frac{v_f k_*^2 + 3k^2}{2 k_*^2 + k^2}$$

При очень маленьких k $v_{gr} = \frac{v_f}{2}$ (как на мелкой воде). При больших же $v_{gr} = \frac{3}{2}v_f$. Итак, у нас есть капиллярные и гравитационные волны. В одном случае групповая меньше фазовой, в другой больше фазовой. Баобабовому

Резюме: Гравитационные и капиллярные волны.

Дисперсионное уравнение:

$$\omega^2 = (gk + \gamma k^3) \operatorname{th} kH$$

Если $k \gg k_*$, это капиллярные волны. Если $\frac{1}{H} \ll k \ll k_*$, то это гравитационные короткие волны (дно ещё не чувствуется). Если же $k \ll \frac{1}{H}$, то это длинные гравитационные волны.

Попробуем обсудить вот такую задачу:

(картинка) $\rho_0 \gg \rho_1$.

Здесь мы возвращаемся к гидростатике. Является ли такое состояние решением уравнения гидростатики? (вверху тяжелея, внизу лёгкая). Гравитация параллельна градиенту плотности, это хорошо. А является ли такое состояние устойчивым?

Нужно написать уравнение Лапласа, поставить граничные условия, написать дисперсионное уравнение с учётом капиллярных сил. Считаем, что поверхность достаточно недалеко.

Задача отличается от предыдущей чем? Перевернули вверх ногами. Тогда уравнение дисперсии

$$\omega = \sqrt{-gk + \gamma k^3}$$

(картиночка)

Тут возникают проблемы: отрицательные ω^2 . $k_* = \sqrt{\frac{g}{k}}$. Если у вас ка

больше ка со звёздочкой (мелкие возмущения), то всё нормально:

$$\omega_{1,2} = \pm \sqrt{\gamma k^3} \Rightarrow \xi = c_1 e^{i\omega_1 t} + c_2 e^{i\omega_2 t}$$

А при мнимых омега:

$$\xi = c_1 e^{-|\omega|t} + c_2 e^{|\omega|t}$$

Итак, при малых возмущениях жидкость просто колеблется, а при больших начинает течь.

Значит, решение устойчивое. Жизненный пример: перевёрнутый стакан с водой. Более жизненный – духи. Если духи поставить, то хорошие выливаться не будут. Потому что горлышко узкое, и масштабы маленькие, а ка большое (подавлены крупномасштабные возмущения). Надо их потрясти: согласно Эйнштейну, движение с ускорением эквивалентно увеличению силы тяжести:

$$k_{*g} = \sqrt{\frac{g+a}{k}}$$

Следующий раздел – внутренние волны

3.13. Внутренние волны

Задать малые возмущения, лианеризовать и т.д. Частота Брента-Вейсаля.

На следующей лекции рассмотрим простую задачу двухслойной жидкости ρ_1, ρ_2 . Ось зет вверх, зададим возмущение на поверхности и надо решить эту задачу.

Решение ищем в виде бегущей волны, считаем что вверх и вниз убывает (экспоненциально). Граничные условия: на границе одинаковая скорость ($\frac{d\varphi_1}{dz} = \frac{d\varphi_2}{dz}$). Ещё одно граничное условие – давление на поверхности: сверху и снизу границы давление одинаково.

В итоге напишем дисперсионное уравнение. В предельном случае получим гравитационные волны (при $\rho_1 \rightarrow 0$).

Итак, у нас такая задача Считаем, что до границы достаточно далеко. На границе есть какие-то возмущения (рисунок)

$$\Delta\varphi_1 = 0, \quad \Delta\varphi_2 = 0$$

Справа налево начнём писать уравнение. Будем искать решение в виде

$$\varphi_1 = A e^{-kz} e^{i(kx - \omega t)}$$

$$\varphi_2 = B e^{kz} e^{i(kx - \omega t)}$$

$$\varphi_1 = \Phi(z) \cdot e^{i(kx - \omega t)}$$

Наша задача – найти дисперсионное уравнение. Займёмся константами. Мы по-прежнему считаем, что колебания относительно малы, т.е. амплитуда колебаний много меньше длины волны.

Уравнение непрерывности в таком виде (совпадение скоростей на границе):

$$v_z = (\approx) \frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial z}$$

Отсюда сразу следует $B = -A$.

Мы должны поставить второе граничное условие. Используем нестационарное уравнение Бернулли:

$$p_1 = -\rho_1 g \xi - \rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t}, \quad p_2 = -\rho_2 g \xi - \rho_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t}$$

Здесь мы пренебрегли слагаемым v^2 в силу малости колебаний. Граничные условия – давления на поверхности одинаковы:

$$kg(\rho_2 - \rho_1) = \omega^2(\rho_2 + \rho_1)$$

Мы избавились от ξ и в итоге получили дисперсионное уравнение:

$$\omega = \sqrt{gk \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}} \approx \sqrt{gK \frac{\Delta \rho}{\rho}}$$

Предельный случай: $\rho_1 \rightarrow 0$ даёт переход к случаю гравитационных волн на глубокой воде. В океане $\Delta \frac{\rho}{\rho} \sim 10^{-2}$.

Явление мертвой воды, обнаруженное Нансеном, заключается в том, что судно на поверхности пресной воды толщиной примерно с судно на соленой воде, тратит всю энергию не на передвижение, а на создание внутренних волн.

Переход к частоте БВ

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{g} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{v} = 0$$

Уравнение гидростатики:

$$\frac{dp_0}{dz} = -g\rho_0(z)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{\nabla p_0 + \nabla p_1}{\rho_0 + \rho'} + \vec{g}$$

Несжимаемость даст

$$\frac{d\rho}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad \operatorname{div} \vec{v} = 0$$

Нетривиальность в следующем: не хватает одного уравнения: переменных 5, уравнений скалярных 4.

Вспомним полную производную:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{v} = 0$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \rho = 0$$

Это записано для возмущений. $\rho = \rho_0 + \rho'$:

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \rho = 0$$

$$(\vec{v} \nabla (\rho_0 + \rho'))$$

Пренебрежём $\vec{v} \nabla \rho'$, тогда получим ещё уравнение

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + v_z \frac{d\rho_0}{dz} = 0$$

Вспомним и запишем частоту Брента-Вяйсаля:

$$N^2 = -g \frac{d\rho_0}{dz} \frac{1}{\rho_0}$$

Тогда последнее уравнение перепишем в виде

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} - v_z \frac{N^2}{g} p_0 = 0$$

Приближение Неслышу–неска.

Без всякого вывода рассмотрим один частный случай: экспоненциальная атмосфера, где $\rho_0(z) = \rho_0 e^{-\frac{z}{H}}$, и $N^2 = gH$.

$$v_z = A \exp\{-i\omega t + ik_x x + ik_z z\}$$

Здесь H – эффективная высота атмосферы. Дисперсионное уравнение здесь будет

$$\omega^2 = N^2 \cdot k_x^2$$

Можно записать так:

$$\omega = N \sin \theta, \quad \text{где} \quad \sin \theta = \frac{k_x}{k}$$

1) Волны существуют только с частотой $\omega < N$. 2) Зависимость направления от частоты. Если $\omega \rightarrow N$, то волновой вектор направлен горизонтально. Если же $\omega \ll N$, напротив, вертикально. 3) (рисуночек) $\vec{v}_f \perp \vec{v}_{gr}$.

Рисунок с профилем звука в волноводном канале. Из закона сохранения нужно найти закон спадания.

$$p^2 \cdot 2\pi r l \Rightarrow p \sim \frac{1}{r}$$

Попробуем решить такую задачу. В районе Англии произошла катастрофа: взорвались торпеды у подводной лодки. Во сколько раз будет больше акустическое давление в волноводном канале по сравнению с сферической волны? $H \sim 100$ м, мы на побережье Америки. $\sqrt{\frac{l=5000}{H=0.1}} \approx 7000$.

4. Движение в вязкой несжимаемой жидкости

Мы уже столкнулись с рядом парадоксов: парадокс Даламбера – на тело в потоке жидкости не действует сила. Ясно, что это всё не так. Второе – в жидкости не могут образоваться вихри. Третье – у нас было граничное условие

непротекания: равенство нулю нормальной компоненты скорости. Но на поверхности неподвижного тела просто скорость равна нулю (опытный факт). Парадокс: собирается пыль на поверхности вентилятора, хотя он крутится. Это следствие равенства нулю скорости.

4.1. Уравнения гидродинамики вязкой жидкости

Останется ранее выведенное уравнение. Мы его получили без предположения о не вязкости:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{v} = 0$$

Второе уравнение

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{g}$$

Уравнение Эйлера мы вывести смогли, а вот для жидкости вязкой его вывести нельзя. Мы его просто сконструируем. Рассмотрим такую экспериментальную задачу: у нас есть пластинка на высоте h над нижней (нижняя бесконечная). К пластинке площадью S прикладываем силу F , и она движется со скоростью v . Опыт показывает, что чтобы пластинка двигалась с постоянной скоростью, нужно

$$\frac{F}{S} = \eta \frac{V_0}{h}$$

η – это динамический коэффициент вязкости. Для жидкости он убывает с ростом температуры, а для газов медленно растёт. Можно ввести ещё один коэффициент:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho}.$$

Если мы хотим что-то разогнать, где будет больше? В воздухе. Будем постепенно переходить к уравнениям. Мысленно выберем в жидкости небольшую площадочку: $\Delta x, \Delta y, \Delta z$.

(picture)

По аналогии можем записать:

$$\frac{\Delta F}{\Delta S} = \eta \frac{\Delta v_x}{\Delta x}$$

Попытаемся сконструировать (но не вывести!) уравнения движения вязкой

жидкости. За основу возьмём закон сохранения импульса:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho v_i = - \frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k}$$

Он фундаментален и верен и для вязкой жидкости. А вот ЗСЭ не выполняется: есть трение.

$$\Pi_{ik} = p\delta_{ik} + \rho v_i v_k + \sigma_{ik}$$

Добавили одно слагаемое – тензор вязких напряжений σ_{ik} . Попробуем его собрать на основе логичных предположений.

Жидкость двигается как целое – силы трения нет. Она возникает только при смещении слоёв: это первое предположение. Второе – мы не рассматриваем экстремальные движения, и считаем что эта зависимость ($\sim \eta$) линейна. Это линеаризация. Вязкие силы возникают на молекулярных масштабах. Жидкость будем считать изотропной. Наиболее общий вид тензора вязких напряжений:

$$\sigma_{ik} = a \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) + c \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} - \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) + b \sum \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \delta_{ik}$$

Если жидкость двигается как целое, силы трения нет. В каких ещё случаях её нет? Когда жидкость крутится как целое. Это вот что такое:

$$\vec{v} = [\vec{\Omega} \times \vec{r}] = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \Omega_x & \Omega_y & \Omega_z \\ x & y & z \end{vmatrix}$$

Отсюда

$$v_x = \Omega_y z - \Omega_z y$$

(pass two lines – for exam)

$$v_y = \Omega_x z - \Omega_z x, \quad v_z = \Omega_x y - \Omega_y x$$

Если честно подставить в (), получим

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} = 0$$

$$\sum \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \delta_{ik} = 0$$

Тогда слагаемое

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_k} - \frac{\partial v_k}{\partial x_i}$$

Нулю уже не равно, но при вращении как целого трения нет, значит тензор равен нулю. Значит, коэффициент $c = 0$.

$$\sum \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \delta_{ik} = \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} = \operatorname{div} \vec{v}$$

Оно существенно, когда жидкость сжимаемая. Резюме:

$$\sigma_{ik} = \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) + \xi \sum \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \delta_{ik}$$

Программа следующей лекции: у нас есть уравнение, выражение для тензора Π_{ik} , и т.п. Должны получить уравнения Навье-Стокса. Система дифференциальных уравнений в частных производных движения вязкой ньютоновской жидкости.