

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования

Лабораторный практикум по Гидрогазоаэродинамике  
Аэродинамика

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА  
*МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБТЕКАНИЯ НЕУДОБООБТЕКАЕМЫХ  
ТЕЛ ЛАМИНАРНЫМ ПОТОКОМ ЖИДКОСТИ*

ББК 22.33 я 73

Л 12

*Рецензент:*

*О.В. Зотова*, доцент кафедры физики ФГБОУ ВО «Амурский государственный университет», канд. физ.-мат. наук, доцент

И.В. Верхотурова (составитель)

Л 12 Лабораторная работа. Моделирование процесса обтекания неудобнообтекаемых тел ламинарным потоком жидкости /сост. И.В. Верхотурова. – Благовещенск: Изд-во АмГУ, 2023. – 28 с.

Лабораторная работа «Моделирование процесса обтекания неудобнообтекаемых тел ламинарным потоком жидкости» входит в лабораторный практикум по дисциплине «Гидрогазоаэродинамика» (модуль «Аэродинамика») для студентов, обучающихся по специальности 24.05.01 и направлению подготовки 24.03.01.

В работе содержится теоретический материал на тему исследования, описание этапов моделирования и обработки результатов моделирования, вопросы для контроля знаний, а также список рекомендуемой учебной литературы.

ББК 22.33 я 73

В авторской редакции.

©Амурский государственный университет, 2023

© И.В. Верхотурова, составитель

## Лабораторная работа

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБТЕКАНИЯ НЕУДОБООБТЕКАЕМЫХ ТЕЛ ЛАМИНАРНЫМ ПОТОКОМ ЖИДКОСТИ

**ЦЕЛЬ:** провести моделирование с помощью среды COMSOL Multiphysics процесса обтекания ламинарным потоком вязкой несжимаемой жидкости неудобообтекаемых тел для наглядной визуализации пограничного слоя и его отрыва от поверхности обтекаемого тела.

### *ОСНОВЫ ТЕОРИИ*

Вопросы обтекания тел движущимися потоками жидкости или газа чрезвычайно широко поставлены в практической деятельности человека. Особенно большое значение решение этих вопросов имеет в связи с развитием авиации и мореплавания. В условиях обтекания находятся лопадки турбин, крыло летательного аппарата и элементы многих других технических устройств.

При решении задач о движении твердого тела в покоящейся жидкости теория идеальной жидкости находит ограниченное применение, так как она основана на предположении о возможности скольжения жидкости вдоль поверхности, в то время как в реальных жидкостях происходит прилипание жидкости к поверхности. Решения, полученные на основе этих двух жидкостей, в корне отличаются друг от друга. Однако, для тонкого неудобообтекаемого тела теория идеальной жидкости приводит к решениям, довольно хорошо совпадающими с действительностью. Наибольшее расхождение между теорией идеальной жидкости и действительностью получается при решении проблемы сопротивления. Согласно теории идеальной жидкости, при равномерном движении любого твердого тела в безграничном потоке жидкости результирующая сила в направлении движения отсутствует, т.е. лобовое сопротивление равно нулю (парадокс Даламбера). Этот вывод противоречит наблюдениям – тело при своем движении в жидкости встречает сопротивление.

На тело, находящееся в потоке жидкости или газа, всегда действует некоторая сила со стороны потока. Элементарная сила  $d\vec{F}$ , с которой жидкость действует на участок элементарный участок поверхности  $dS$  обтекаемого тела (рис. 1), может быть разложена на нормальную  $d\vec{F}_n$  и касательную  $d\vec{F}_\tau$  составляющие к поверхности тела, каждая из которых определяется нормальным и касательными напряжениями в рассматриваемой точке.

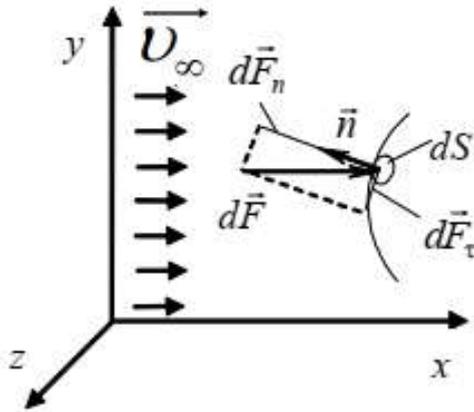


Рис.1. Воздействие потока на обтекаемое тело

Эти составляющие сил определяются выражениями:

$$d\vec{F}_n = -p\vec{n}dS, \quad d\vec{F}_\tau = \vec{\tau}dS.$$

Нормальные напряжения представляют собой давление в жидкости, а касательные обусловлены силами вязкого трения.

Главный вектор  $\vec{F}$  сил гидродинамического воздействия потока на тело представляет собой результирующую всех сил  $d\vec{F}$  на поверхности тела и выражается их суммой (интегралом):

$$\vec{F} = \int_S d\vec{F} = \int_S d\vec{F}_n + \int_S d\vec{F}_\tau = \vec{F}_n + \vec{F}_\tau. \quad (1)$$

Проекция силы гидродинамического сопротивления  $\vec{F}$  на направление скорости потока на бесконечности  $\vec{U}_\infty$  (или на направление движения тела) называется *силой лобового сопротивления*:

$$F_X = F_{nX} + F_{\tau X}. \quad (2)$$

Одна часть этой силы  $F_{nX}$  обусловлена нормальным напряжением (давлением) и называется *силой сопротивления давления*. Вторая составляющая силы  $F_{\tau X}$  называется *силой сопротивления трения*, и она обусловлена касательным напряжением (вязким трением). Таким образом, сила лобового сопротивления складывается из силы сопротивления давления и силы сопротивления трения.

Действие всех этих сил на единицу площади миделева сечения  $\omega$  тела выражается в единицах кинетической энергии единицы объема набегающего потока жидкости  $\frac{\rho v_{\infty}^2}{2}$ , то есть

$$F_X = C_X \omega \frac{\rho v_{\infty}^2}{2}, \quad F_{nX} = C_p \omega \frac{\rho v_{\infty}^2}{2}, \quad F_{\tau X} = C_f \omega \frac{\rho v_{\infty}^2}{2}. \quad (3)$$

*Миделево сечение* представляет собой сечение тела плоскостью, перпендикулярной скорости набегающего потока, в том месте, где это сечение имеет наибольшую площадь.

Безразмерный коэффициент  $C_X$  называется *коэффициентом лобового сопротивления* и является коэффициентом пропорциональности между силой лобового сопротивления на единицу миделева сечения и кинетической энергией единицы объема потока жидкости. Он складывается из коэффициента сопротивления давления  $C_p$  и коэффициента сопротивления трения  $C_f$ :

$$C_X = C_p + C_f. \quad (4)$$

Коэффициент лобового сопротивления зависит в общем случае от числа Рейнольдса  $Re$ . Эта зависимость  $C_X(Re)$  называется *законом сопротивления*. Как показывает опыт, сила сопротивления давления в значительной степени зависит от формы тела и его ориентации в потоке. Основной причиной возникновения сил сопротивления давления является образование вихревых зон за кормой обтекаемого тела вследствие отрыва от поверхности тела пограничного слоя.

Если при обтекании тела большую часть силы лобового сопротивления составляет сила сопротивления давления ( $C_p > C_f$ ), то такое тело называется

*плохо - или неудобнообтекаемым*. Примерами таких тел могут служить шар, цилиндр или пластина при их поперечном обтекании.

*Хорошо - или удобнообтекаемыми телами* называются такие, для которых сила сопротивления давления мала и большую часть лобового сопротивления составляет сопротивление трения ( $C_p < C_f$ ). К ним относятся пластина при продольном обтекании, крыло самолета, сигарообразные тела.

При обтекании внешним потоком твёрдого тела с произвольной криволинейной формой давление во внешнем потоке вдоль этой поверхности изменяется. Давление из внешнего потока передаётся внутрь пограничного слоя. С характером распределения давления в пограничном слое тесно связано явление отрыва пограничного слоя от стенки, которое заключается в том, что слои жидкости, непосредственно прилегающие к поверхности тела и обладающие незначительным количеством движения, останавливаются и даже могут начать двигаться в обратном направлении, выносятся во внешнее течение. Отрыв пограничного слоя всегда связан с сильным образованием вихрей и с большой потерей энергии на кормовой части обтекаемого тела. Это явление наблюдается, в первую очередь, у плохо обтекаемых тел (цилиндр, шар), у которых в кормовой части образуется застойная область, в которой распределение давления сильно отличается от распределения давления при обтекании без трения.

Сфера (шар) принадлежит к числу неудобнообтекаемых тел, лобовое сопротивление которых складывается из сопротивления трения и сопротивления давления, обусловленного распределением давления на их поверхности. Физические процессы, происходящие на поверхности шара при его обтекании безграничным потоком, можно объяснить с позиций теории пограничного слоя. На поверхности сферы, при её обтекании потоком, имеют место следующие физические процессы.

Рассмотрим потенциальное безвихревое обтекание шара (рис.2). В точке А (*критическая точка*) скорость течения обращается в нуль, а давление возрастает до полного значения.

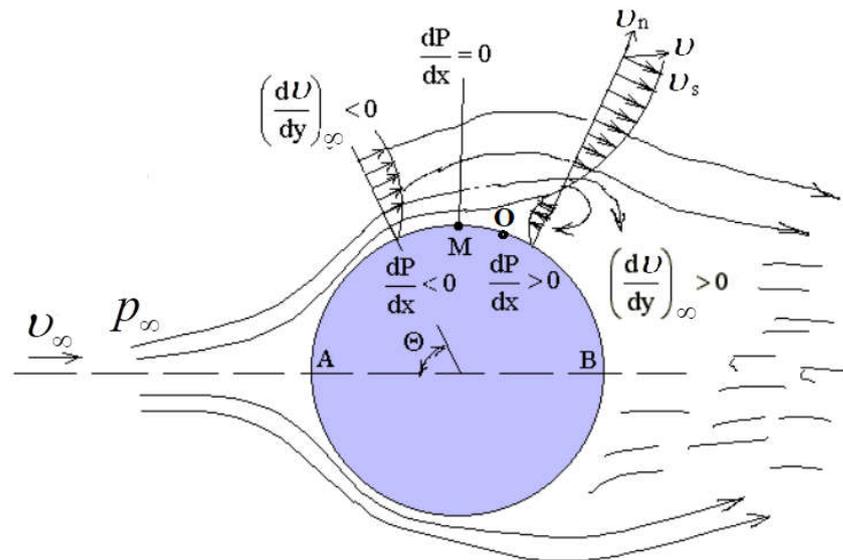


Рис.2. Потенциальное безвихревое обтекание шара

Начиная от точки А на участке АМ (конфузорный участок) давление убывает ( $\frac{dp}{dx} < 0$ ), а скорость возрастает до точки М. Максимальную скорость поток имеет в миделевой части шара при  $\theta = \frac{\pi}{2}$ . Частицы жидкости на участке вблизи границы АМ испытывают ускорение, обусловленное падением давления в направлении движения, и их кинетическая энергия возрастает. В идеальной жидкости этому ускорению ничто не препятствует, но в реальной жидкости движение тормозится трением, развивающимся благодаря прилипанию жидкости к твёрдой поверхности и образованию пограничного слоя. Всё же благодаря прямому перепаду давления ускорение в нём наблюдается, по крайней мере, до точки М.

За миделевой частью шара на участке МВ начинается обратное изменение давления ( $\frac{dp}{dx} > 0$ ) и скорости – диффузорное течение. Здесь частицам приходится двигаться против нарастающего давления. В реальной жидкости часть кинетической энергии должна быть затрачена ещё на компенсацию работы сил трения, оказывающих тормозящее действие. В связи с этим, частицы, двигавшиеся в пограничном слое и имевшие малый запас кинетической энергии,

начиная с некоторой точки  $O$  (рис. 2), не могут уже преодолевать совокупного действия обратного перепада давления и трения, они в этом сечении останавливаются, а частицы, двигающиеся по более отдалённым от тела траекториям, отклоняются в сторону внешнего потока. Поэтому в реальной жидкости вторая критическая точка  $B$  не реализуется. Часть жидкости, расположенная ниже точки  $O$ , под действием обратного градиента давления получает обратное движение. Это явление и называют *отрывом пограничного слоя*.

Появление зоны обратного течения приводит к резкому отклонению линий тока от поверхности и соответствующему утолщению пограничного слоя. Перед точкой отрыва профиль скорости всюду имеет выпуклость вправо, тогда как в зоне обратного течения существует участок профиля с выпуклостью влево (рис. 2). Профиль скорости в граничном сечении  $O$ , которое является сечением отрыва, должен иметь форму, при которой касательная к нему в точке, лежащей на стенке, перпендикулярна стенке.

*Отрыв пограничного слоя обусловлен совокупным действием положительного градиента давления и вязкостного пристенного трения. При отсутствии одного из этих факторов отрыва не происходит. Отрыв пограничного слоя зависит от формы обтекаемого тела и от числа Рейнольдса набегающего потока.*

При очень малых числах Рейнольдса  $0 < Re < 20$  течение представляет собой безотрывное ламинарное течение с гладкими незамкнутыми линиями тока, причем течение за сферой идентично течению перед сферой. Такой поток называется ползучим течением. При обтекании сферы ламинарным потоком происходит безотрывное потенциальное движение без перемешивания потока и образования вихрей (рис. 3).

При числах Рейнольдса  $20 < Re < 212$  стационарное осесимметричное течение. Вблизи кормовой точки образуется замкнутая область циркуляционного движения, которая представляет собой осесимметричное вихревое кольцо и остается присоединенной к сфере (рис. 4).

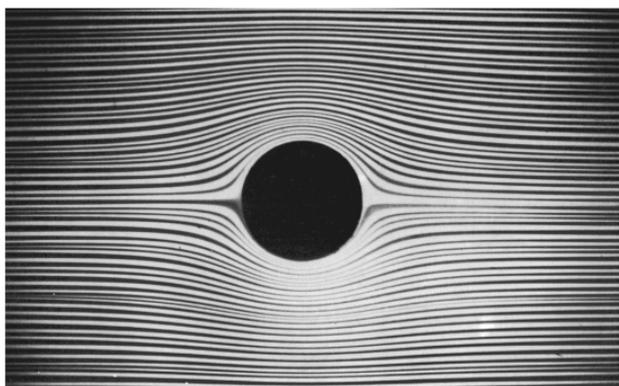
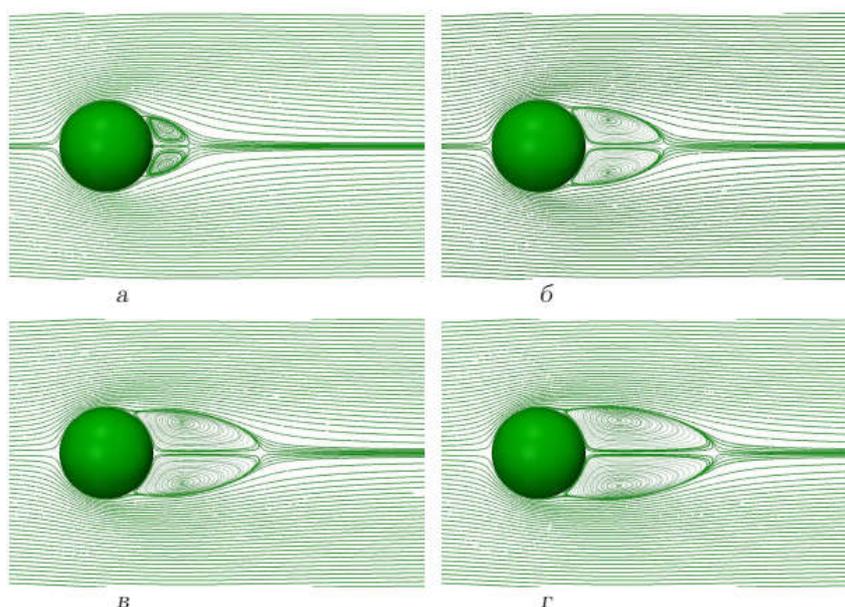


Рис. 3. Обтекание цилиндра ламинарным потоком при числе Рейнольдса  $R_g = 1$



а –  $Re = 50$ , б –  $Re = 100$ , в –  $Re = 150$ , г –  $Re = 200$

Рис. 4. Вид линий тока

При числах Рейнольдса  $212 < Re < 275$  стационарное течение с симметрией относительно некоторой продольной плоскости. След состоит из двух присоединенных к сфере вытянутых вдоль направления потока вихревых "хвостов". Жидкость внутри этих двух вихревых хвостов вращается в противоположных направлениях (рис. 5).

При числах Рейнольдса  $275 < Re < 800$  начинается периодический сброс вихревых петель и начинает нарушаться регулярность процесса. Азимутальный угол, при котором формируются вихри, осциллирует иррегулярно. Симметрия относительно продольной плоскости нарушается. След за сферой также состоит

из срывающихся вихревых петель, однако эти петли имеют различную ориентацию в пространстве и, следовательно, симметрия относительно плоскости более не сохраняется (рис.6).

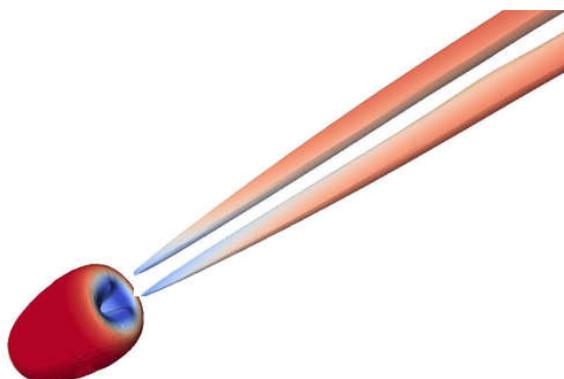


Рис. 5. Вид изоповерхности вокруг сферы при  $Re = 250$



а



б

а – вид полностью, б – сечение плоскостью симметрии

Рис. 6. Вид изоповерхности вокруг сферы при  $Re = 300$

При числах Рейнольдса  $800 < Re < 3,7 \cdot 10^5$  имеет место *докритический режим*, при котором происходит отрыв ламинарного пограничного слоя. Отрыв ламинарного пограничного слоя на шаре происходит в точке О (точка О расположена до точки М) и происходит его переход в турбулентный слой. Это приводит к образованию, вне шара в оторвавшемся слое вследствие взаимодействия с вихревым следом, области турбулизации (рис.7, а).

В оторвавшемся сдвиговом слое происходит образование более мелких вихрей, вызванных неустойчивостью Кельвина–Гельмгольца. Сброс крупно-

масштабных вихрей продолжается более иррегулярным образом, хотя периодические флуктуации следа по-прежнему имеют место (рис. 8).

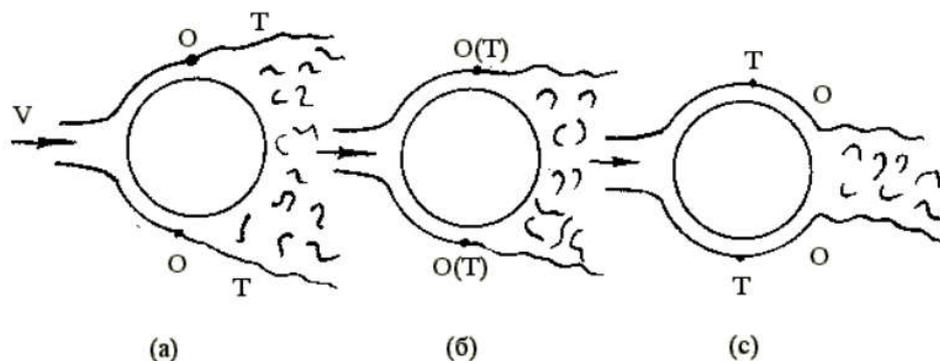


Рис.7. Область перехода ламинарного слоя в турбулентный

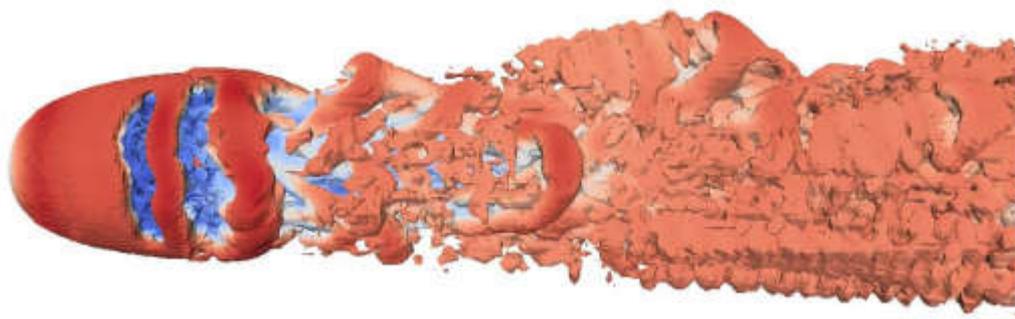


Рис. 8. Вид изоповерхности вокруг сферы при  $10^4$

При числах Рейнольдса  $3,7 \cdot 10^5 < Re < 1,14 \cdot 10^6$  имеет место *закритический режим*. Картина обтекания при данных числах Рейнольдса выглядит следующим образом. Ламинарный пограничный слой (на поверхности тела до линии отрыва) делается неустойчивым и турбулизуется (область начала турбулизации обозначена условно точкой Т). Область перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный, расположенная за шаром, перемещается навстречу потоку и приближается к поверхности шара. Как только точка Т достигнет точки отрыва О (рис.7, б) ламинарного пограничного слоя, движение в оторвавшемся слое вблизи точки отрыва становится турбулентным. Турбулизация пограничного слоя значительно усиливает увлекающее действие потока, что приводит к перемещению точки отрыва О назад, т.е. вниз по течению. Теперь точка отрыва О будет соответствовать отрыву турбулентного пограничного слоя (рис. 7, с), так как точка перехода Т будет находиться выше по потоку, чем точка от-

рыва турбулентного пограничного слоя. Это приводит к заметному смещению линии отрыва вниз по течению жидкости, так что турбулентный след за телом сужается. *Сужение турбулентного следа приводит к уменьшению силы сопротивления.* Таким образом, турбулизация пограничного слоя при больших числах Рейнольдса сопровождается падением коэффициента сопротивления. Коэффициент сопротивления падает в несколько раз в сравнительно узком интервале чисел Рейнольдса (в области  $Re$ , равных нескольким  $10^5$ ). Это явление называется *кризисом сопротивления.* В этом случае *неудобообтекаемое тело становится удобообтекаемым.*

Теория обтекания сферы вязкой жидкостью при больших числах Рейнольдса не разработана, поэтому в этом случае сопротивление сферы может быть определено только из опыта.

Задача о движении сферы при малых числах Рейнольдса решена теоретически. В этом случае закон сопротивления сферы представляется в виде ряда

$$C_x = \frac{24}{Re} \left( 1 + \frac{3}{16} Re - \frac{19}{1280} Re^2 + \dots \right). \quad (5)$$

На рис. 9 представлена зависимость коэффициента сопротивления шаров от числа Рейнольдса. Решение, учитывающее только первый член ряда, приводит к известной формуле Стокса

$$C_x = \frac{24}{Re}. \quad (6)$$

Формула Стокса применима при  $Re < 1$  ( $Re = \frac{\nu d}{\nu}$ ).

Решение, учитывающее два первых члена ряда, приводит к известной формуле Озеена:

$$C_x = \frac{24}{Re} \left( 1 + \frac{3}{16} Re \right). \quad (7)$$

Формула Озеена применима при  $Re < 5$ .

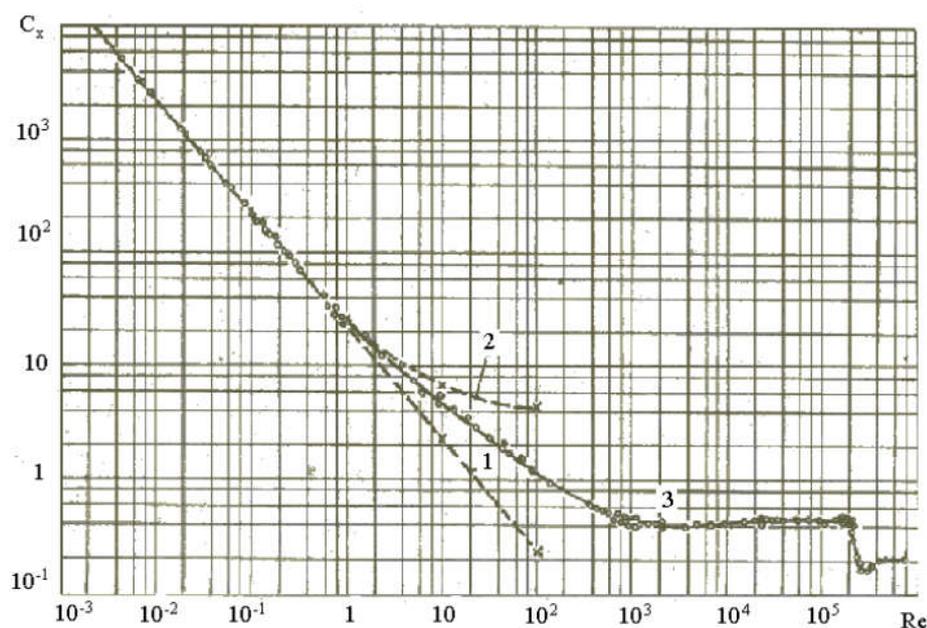


Рис.9. Зависимость коэффициента сопротивления шаров от числа Рейнольдса

Из анализа зависимости коэффициента сопротивления шара от  $C_x$  числа Рейнольдса видно (рис. 9), что в области сравнительно больших чисел наблюдается резкое уменьшение коэффициента сопротивления. Такое явление получило наименование «кризиса сопротивления», а соответствующее этому явлению число Рейнольдса называется «критическим».

Было замечено, что соответствующее «критическое» число Рейнольдса сильно зависит от турбулентных характеристик набегающего потока, от шероховатости тела, от числа Маха в случае большой скорости потока и от многих других причин.

Чтобы уточнить определение величины  $Re_{кр}$ , было принято за  $Re_{кр}$  число, при котором коэффициент лобового сопротивления  $C_x = 0.3$ .

Для  $Re < Re_{кр}$  поток реальной жидкости срывается с поверхности сферы при  $\theta \sim 82^\circ$ , а для  $Re > Re_{кр}$  при  $\theta \sim 120^\circ$ . Чем ниже турбулентность потока при обтекании шара, тем выше величина  $Re_{кр}$ , достигаемая при измерениях сопротивления шара.

По значению  $Re_{кр}$  можно оценить интенсивность турбулентности в потоке. Кризис сопротивления при обтекании шара можно вызвать искусственно,

если каким-либо образом турбулизовать пограничный слой. Впервые это показал Прандтль. Несколько впереди экватора шара, обтекаемого потоком воздуха, он установил на поверхности шара тонкое проволочное кольцо. Это вызвало турбулизацию пограничного слоя уже при умеренном числе Рейнольдса и повлекло за собой такое же понижение сопротивления, как и увеличение числа Рейнольдса при отсутствии кольца.

На рис.10 приведено распределение коэффициента давления на поверхности шара в меридианальном сечении для случая обтекания идеальной жидкостью (1), реальной жидкостью при докритическом (2) и сверхкритическом (3) числах Рейнольдса.

Коэффициент давления определяется по закону:

$$\bar{p} = p_s - p_\infty / 0,5\rho v_\infty^2. \quad (8)$$

где  $p_\infty$ ,  $\rho$ ,  $v_\infty$  – давление, плотность и скорость в потоке на бесконечности;  $p_s$  – давление на поверхности сферы.

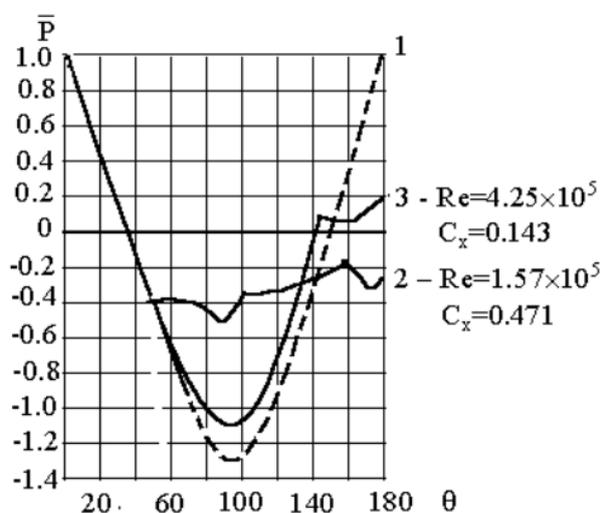


Рис.10. Распределение давления на поверхности шара

Сравнивая графики на рис. 10, можно установить следующие отличия при обтекании сферы вязкой жидкостью для больших чисел Рейнольдса от соответствующего обтекания идеальной жидкостью:

1) поле давлений при обтекании идеальной жидкостью симметрично относительно миделевого сечения, в то время как при обтекании вязкой жидкостью оно несимметрично и существенно зависит от числа Рейнольдса, особенно

за миделевым сечением. Вблизи передней критической точки ( $\sim 40-45^\circ$ ) кривые давления не зависят от числа Рейнольдса;

2) минимум давления при обтекании вязкой жидкостью всегда расположен до миделевого сечения;

3) при стремлении числа Рейнольдса к бесконечности кривые давления приближаются к кривым давления в идеальной жидкости.

### *ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ*

В настоящее время компьютерное моделирование как метод исследования различных физических процессов прочно заняло место не только в системе научных исследований, но и в современном лабораторном практикуме. Модельный эксперимент, не являясь альтернативой реальному, с помощью компьютерных реализаций, сопровождающихся какой-либо формой визуализации изучаемого процесса, позволяет лучше понимать изучаемый физический процесс или явление, делает их наглядными, а также позволяют изучать недоступные или трудоступные процессы для реальных опытов.

Предлагается в среде COMSOL Multiphysics, обладающей мощным графическим интерфейсом, провести моделирование процесса обтекания ламинарным потоком вязкой несжимаемой жидкости (воздуха) неудобообтекаемого тела (сфера). Моделирование данного процесса позволяет наглядно визуализировать пограничный слой, зоны его отрыва от поверхности обтекаемого тела, зоны максимальных скоростей в области миделевого сечения.

Ниже представлены основные этапы выполнения по моделированию процесса обтекания потоком воздуха твердого тела (на примере металлической сферы).

1. *На первом этапе моделирования Мастер создания моделей (Model Wizard) (рис. 11) позволит вам задать:*

– *размерность пространства модели, выбираем трехмерное 3D (рис. 12);*

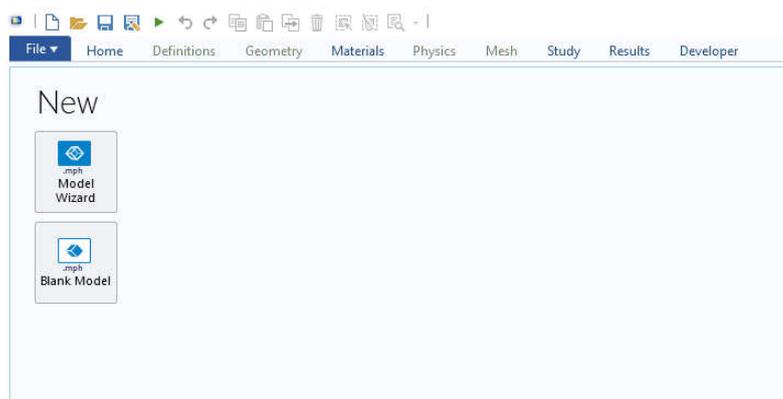


Рис.11. Мастер создания моделей (*Model Wizard*)

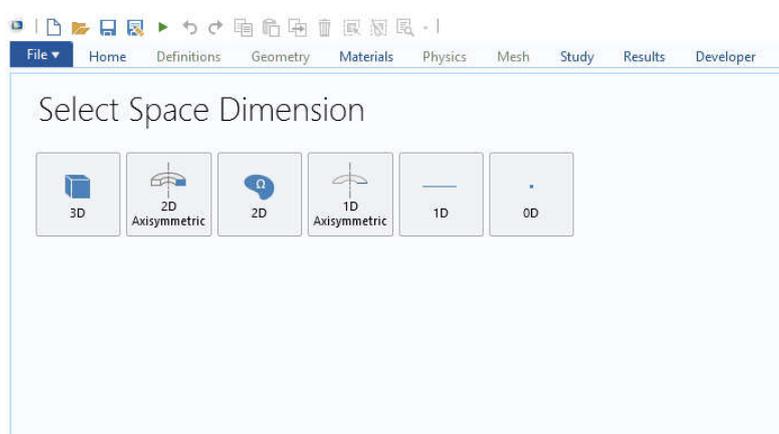


Рис.12. Размерность пространства модели

– раздел физики, выбираем *Fluid Flow* → *Single- Phase Flow* → *Laminar Flow*, далее нажать *Add* и *Study* (рис. 13);

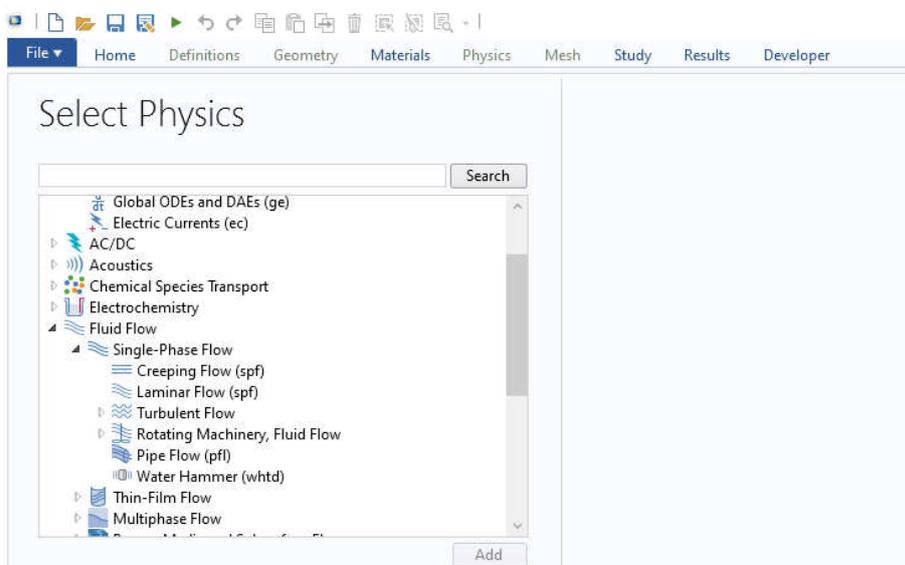


Рис.13. Выбор раздела физики

– тип исследования, выбираем *Stationary* (рис. 14).

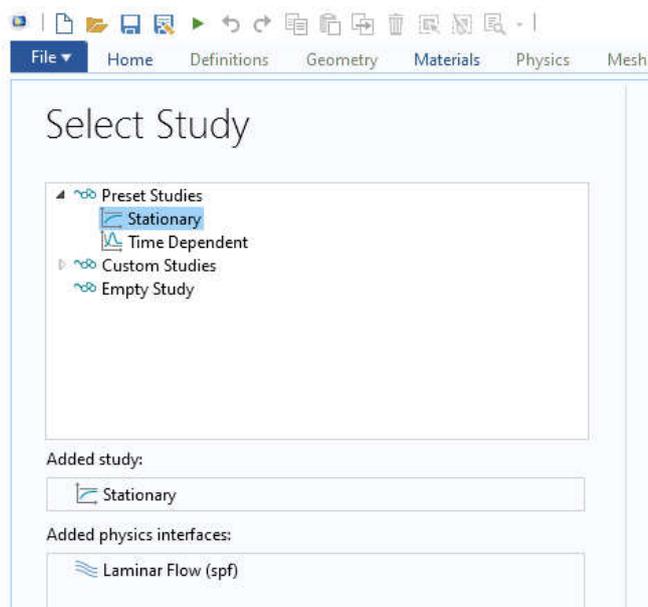


Рис.14. Выбор типа исследования

Для завершения первого этапа необходимо нажать *Done* (готово). На рабочем столе появится дерево модели с учетом тех настроек, которые были заданы в Мастере создания моделей (рис. 15).

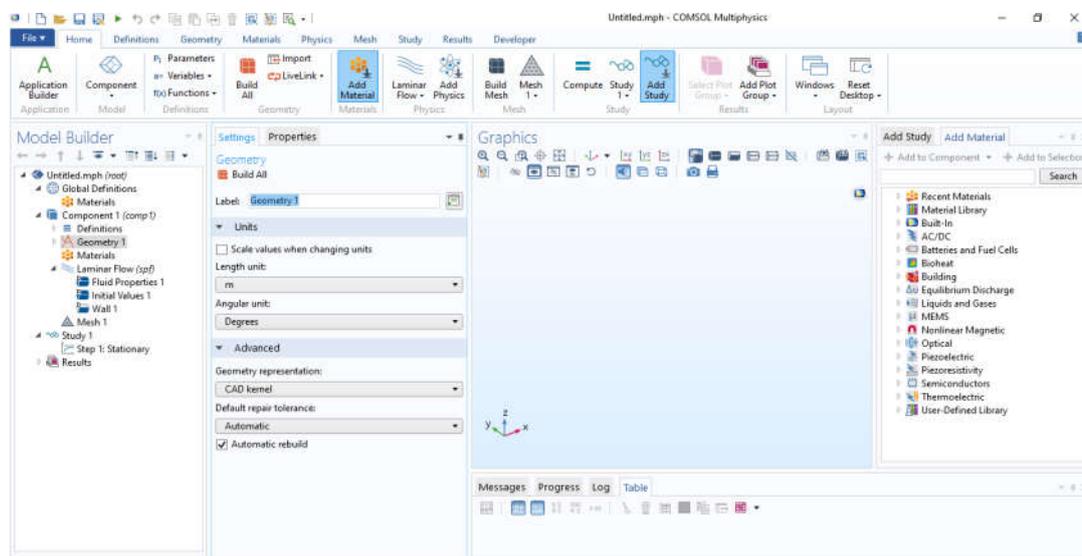


Рис.15. Дерево модели

2. *Второй этап моделирования* – это построение с помощью функций раздела *Geometry* (рис. 16) геометрии обтекаемого тела (рис. 17) и расчетного домена, то есть области потока воздуха в форме параллелепипеда, внутри кото-

рого находится исследуемое тело (рис. 18). Размерность (*Length unit*) выбираем миллиметры.

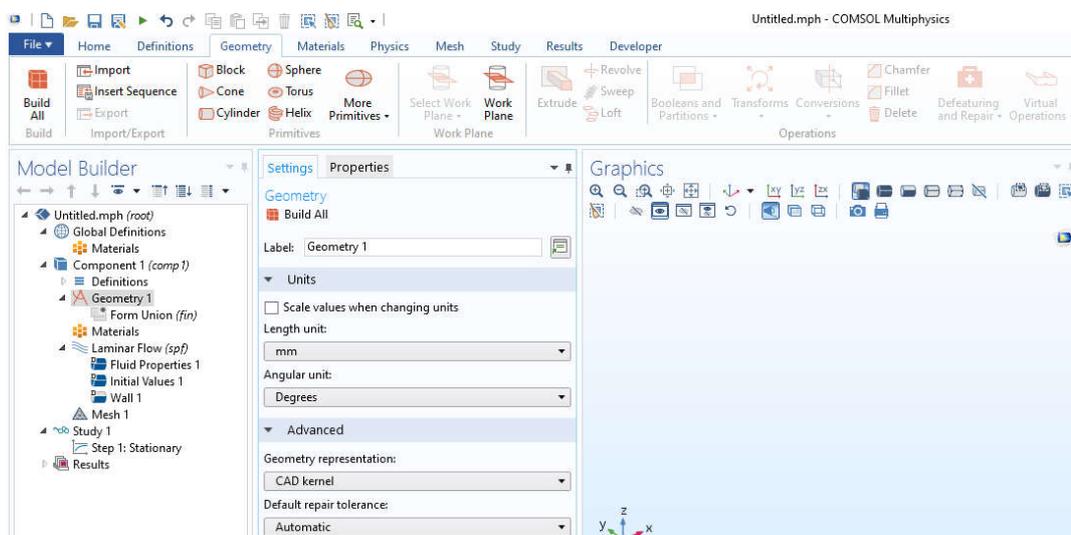


Рис.16. Дерево модели, раздел *Geometry*

Из представленных геометрических блоков выбрать сферу и задать ее геометрические параметры (радиус 1 мм) и ее положение в пространстве с координатами ( $X = 0, Y = 3, Z = 0$ ). Для построения сферы нажать *Build All Object* (рис. 17). Аналогично выполнить построение расчетного домена в форме параллелепипеда – *Блок* (рис. 18).

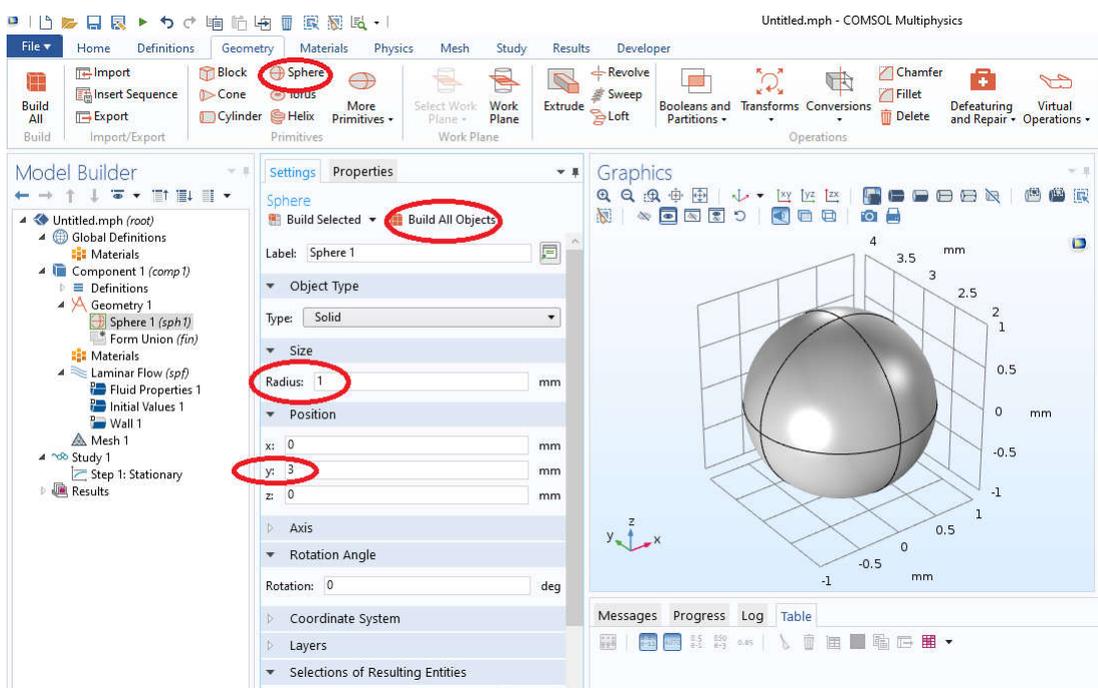


Рис.17. Построение геометрии обтекаемого тела

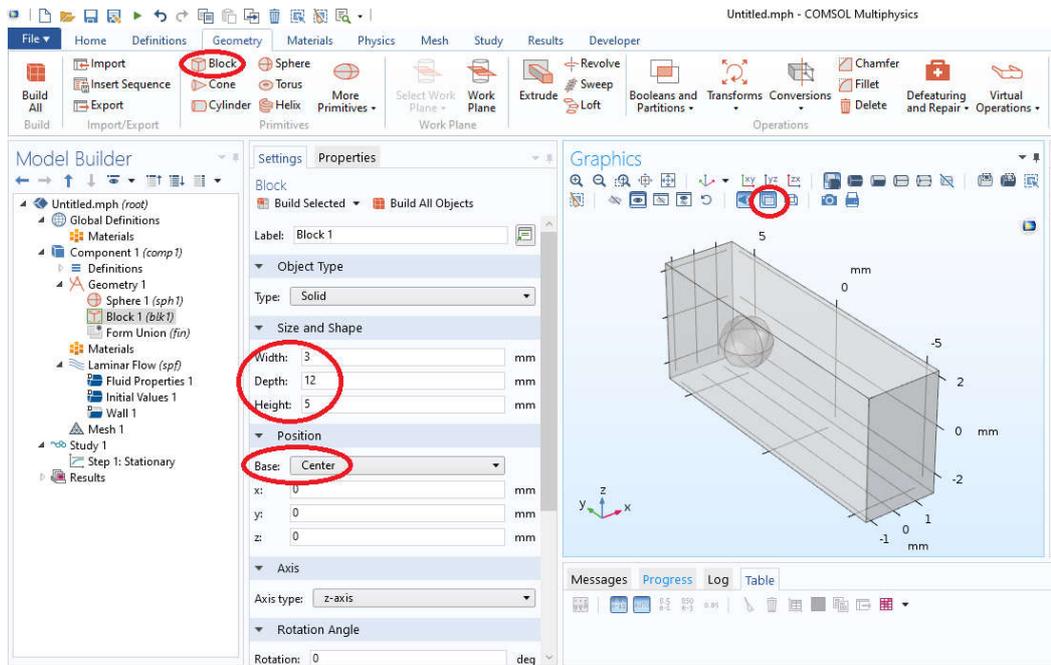


Рис.18. Построение геометрии расчетного домена

3. **Третий этап моделирования** – это выбор в разделе *Material* материала, из которого выполнена сфера и расчетный домен. При нажатии *Add Material* откроется справа окно с библиотекой материалов или с часто используемыми материалами (*Built – In*). Для сферы выбираем материал – железо (Iron), а для расчетного домена – воздух (Air). Двойной клик по выбранному материалу, открывает рядом с окном дерева модели окно, в котором необходимо данный материал закрепить за соответствующим объектом. Сначала делаем это для воздуха – расчетный домен (рис. 19), а затем железо – сфера (рис. 20).

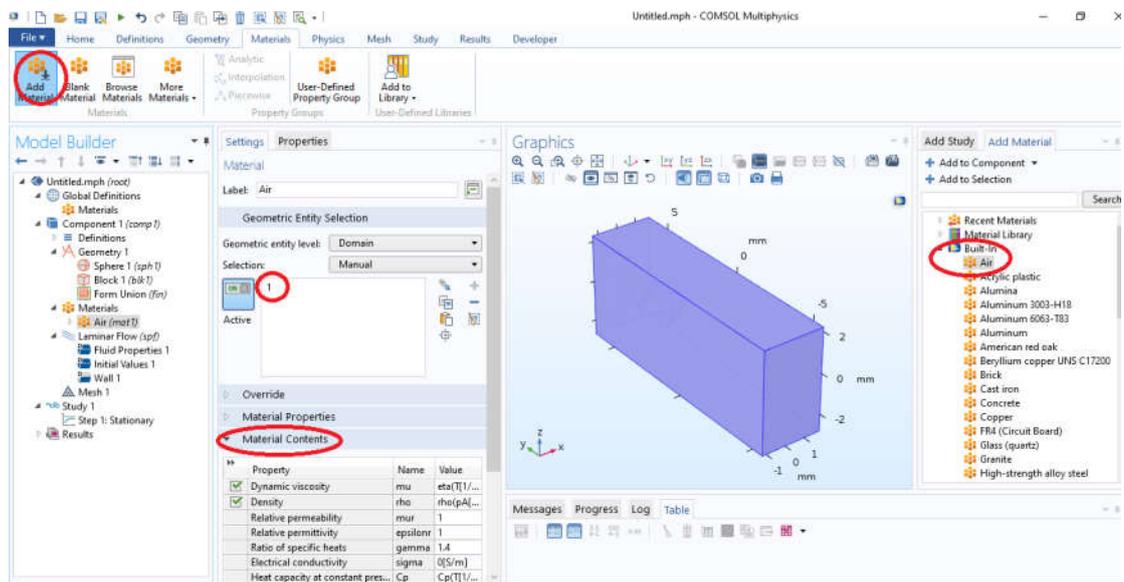


Рис.19. Выбор материала для расчетного домена

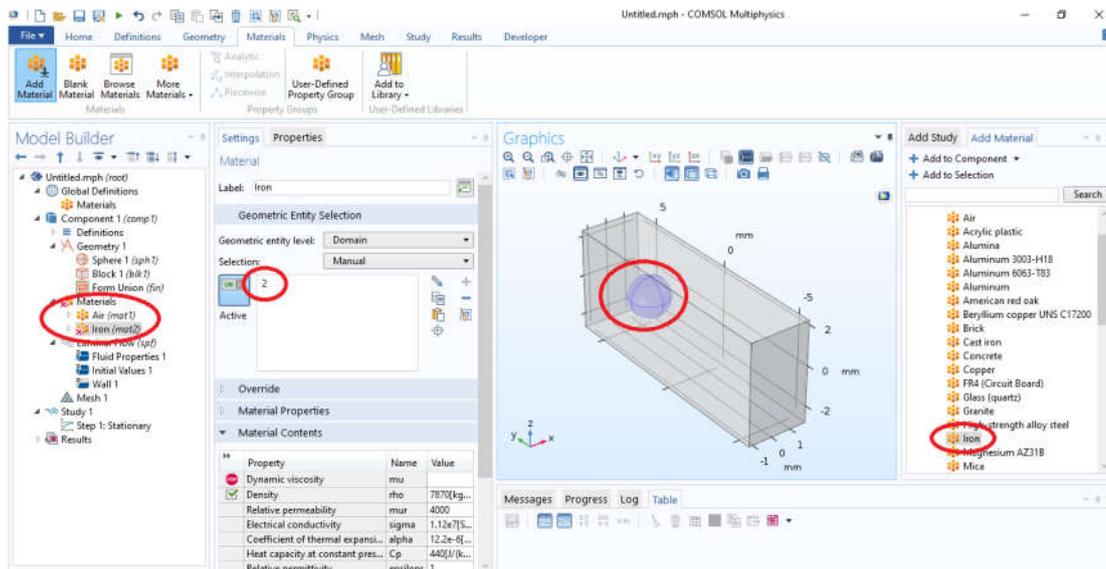


Рис.20. Выбор материала для сферы

Все необходимые для расчета физические параметры выбранных сред, будут заданы автоматически.

4. **Четвертый этап моделирования** – создание физики процесса (рис. 21) и задание граничных и начальных условий на расчетном домене.

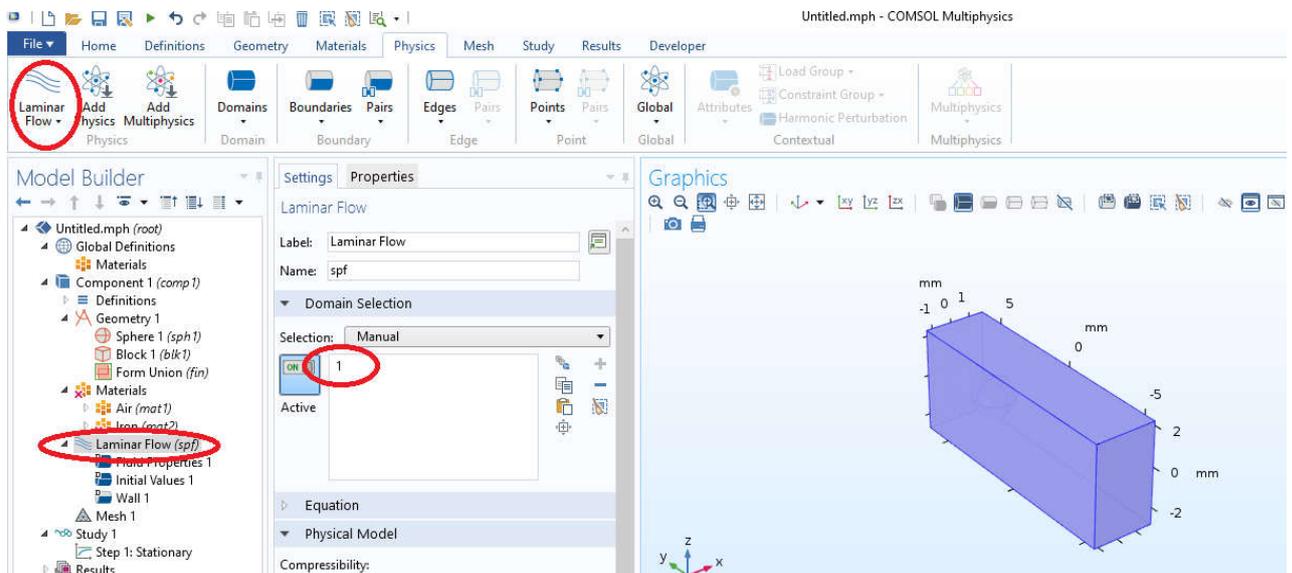


Рис.21. Выбор физики процесса

Одно из граничных условий будет задаваться на стенке параллелепипеда (выделенная синим цветом на рис. 22), которая является границей (*boundaries* → *inlet*) впуска жидкости (воздуха) в параллелепипед с заданной скоростью.

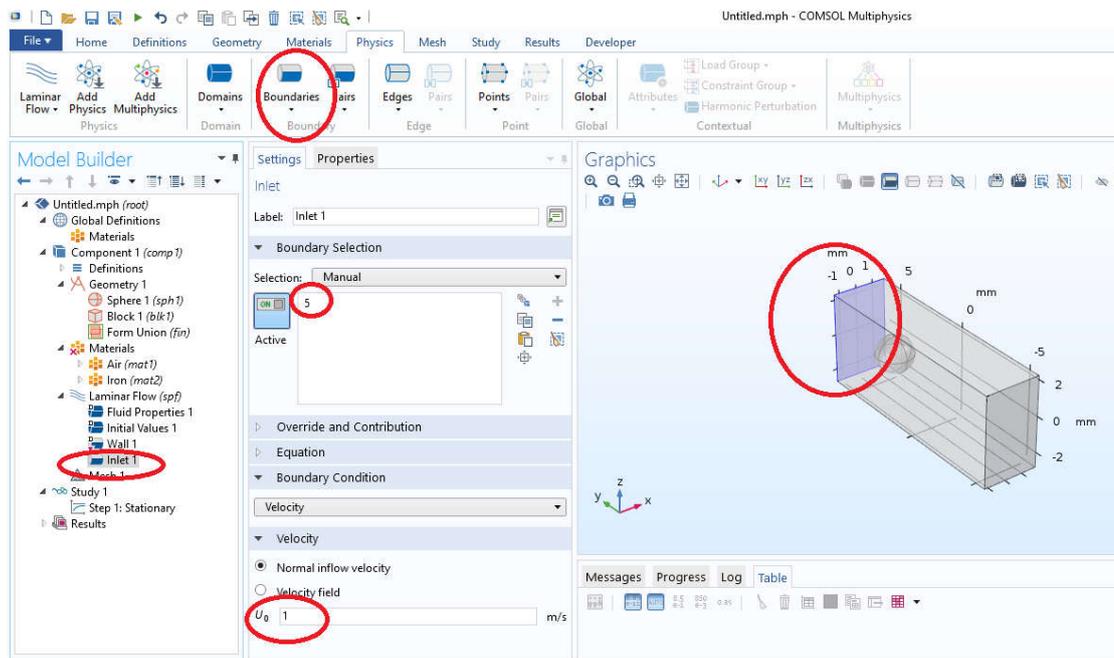


Рис.22. Задание первого граничного условия

Второе граничное условие задается на стенке параллелепипеда параллельной рассмотренной ранее (выделенная синим цветом на рис. 23), которая является границей (*boundaries* → *outlet*) выпуска жидкости из параллелепипеда. Граница выпуска находится параллельно границе впуска жидкости. Значение избыточного давления  $p_0$  на границе выпуска жидкости принимается равным нулю.

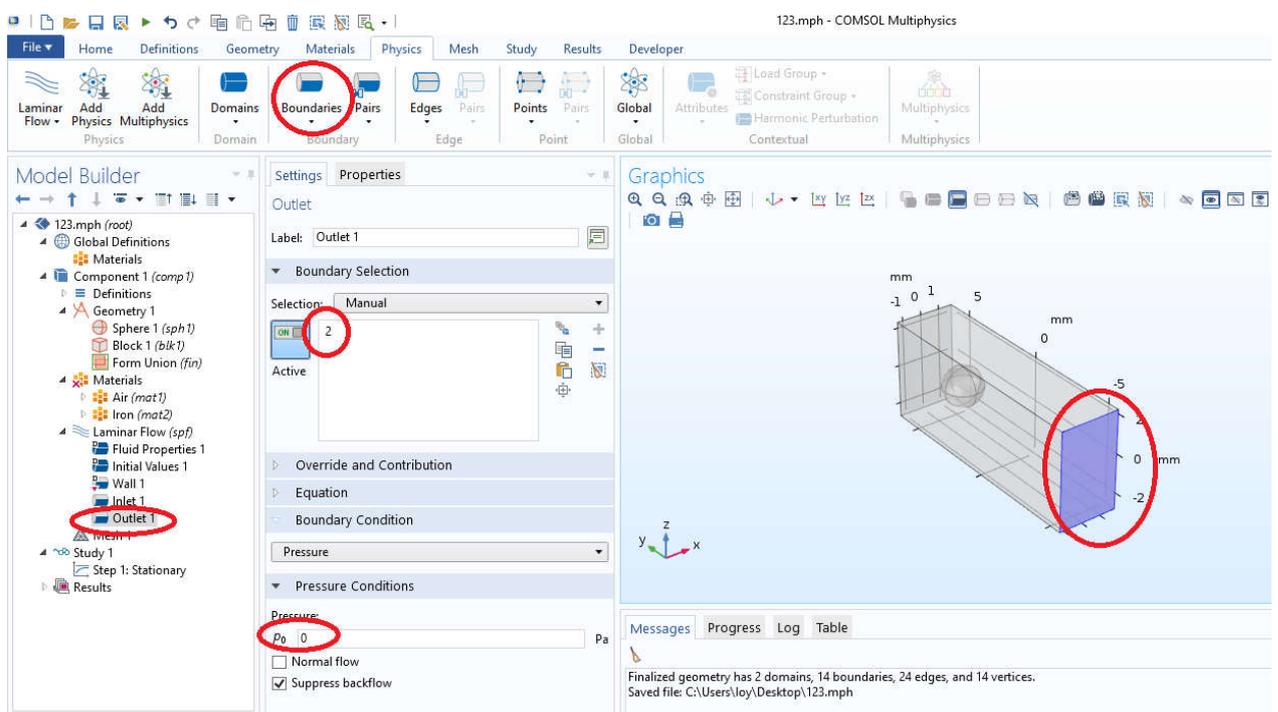


Рис.23. Задание второго граничного условия

Остальные стенки параллелепипеда, соединяющие впуск и выпуск жидкости, считаются не пропускающими жидкость. То есть считается, что нормальная составляющая вектора скорости потока равна нулю  $\vec{u} \cdot \vec{n} = 0$ . Для этого необходимо в *boundaries* выбрать *Symmetry* и задать номера граней параллелепипеда (рис. 24). Скорость частиц жидкости непосредственно на поверхности шара также считается равной нулю.

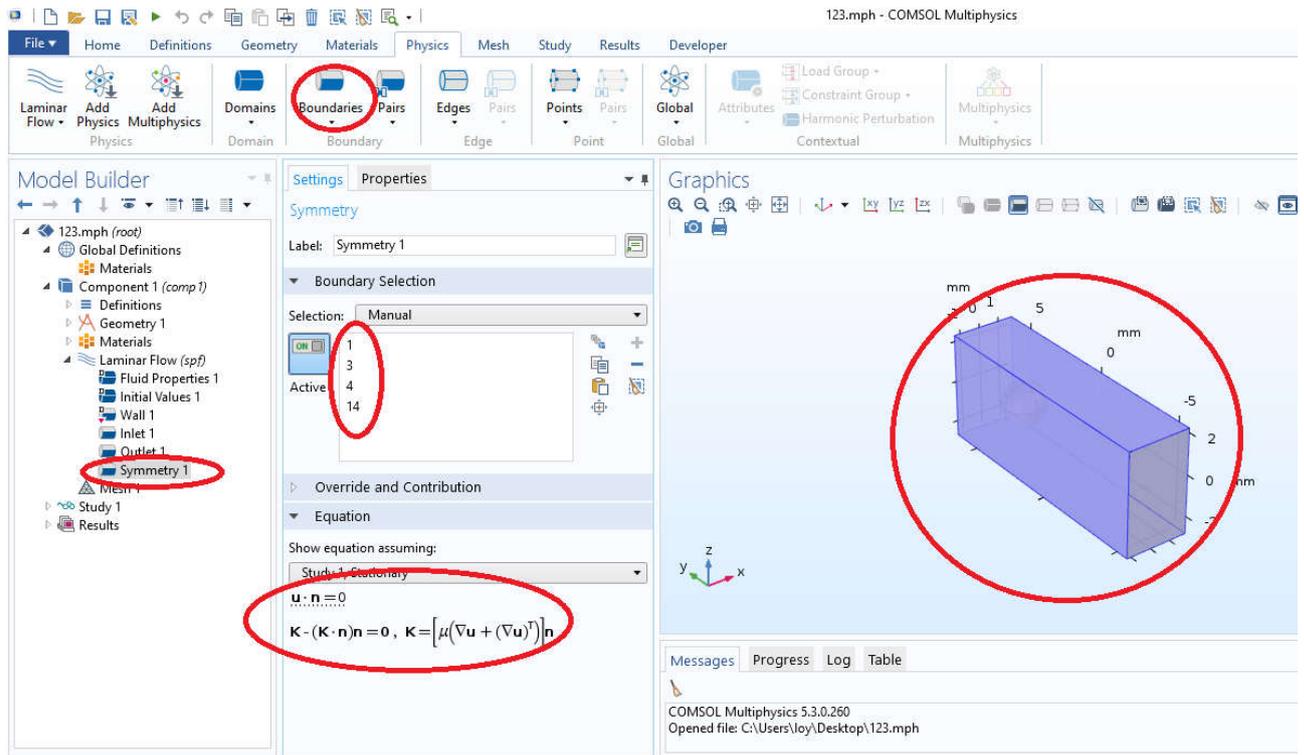


Рис. 24. Задание нулевых скоростей потока на остальных стенках расчетного домена

Задача обтекания твердого тела формулируется в рамках модели вязкой несжимаемой ньютоновской жидкости, основываясь на дифференциальных уравнениях в частных производных. Такой процесс описывается нестационарной системой уравнений (Навье-Стокса и уравнения неразрывности), которые можно представить в тензорной форме следующим образом:

$$\rho(\vec{u} \cdot \nabla)\vec{u} = \nabla \cdot \left[ -pI + \mu(\nabla\vec{u} + (\nabla\vec{u})^T) \right] + F, \quad (9)$$

$$\rho\nabla \cdot (\vec{u}) = 0. \quad (10)$$

Переменными величинами в данных уравнениях являются три проекции вектора скорости и давление потока.

5. *Пятый этап моделирования* – задание сетки разбиения образца и расчетного домена и выполнение расчетов. Сетка разбивает элемент (домен) на малые тетраэдры, в каждом из которых производится расчет скорости течения жидкости и давления (рис. 25).

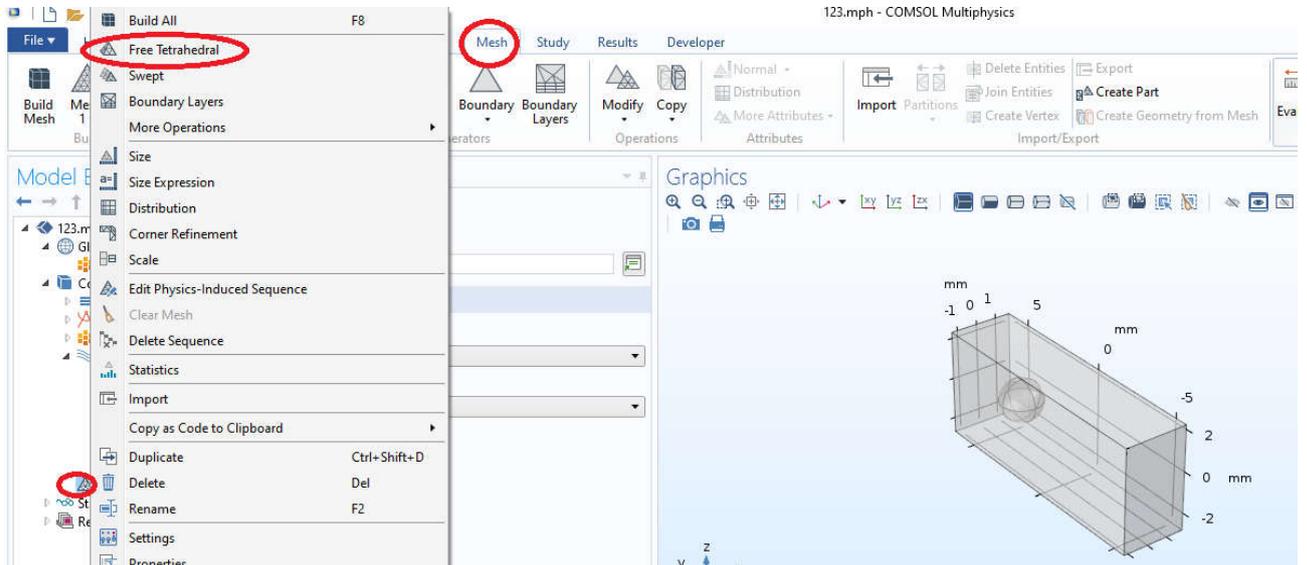


Рис.25. Задание расчетной сетки

Для расчета выбирается Free Tetrahedral. Так как материалы у сферы и параллелепипеда различны, то и размер сетки для этих элементов необходимо выбрать разного размера. Для начала выберем расчетный домен и зададим размер сетки для него (рис. 26 и 27).

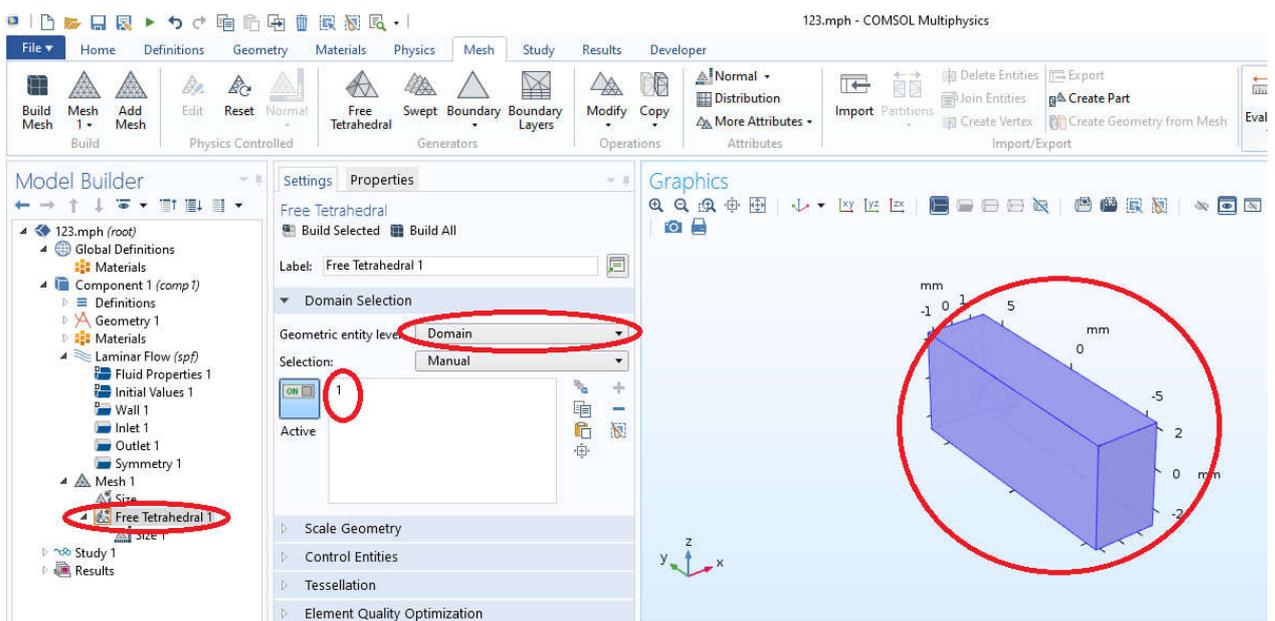


Рис.26. Задание сетки для расчетного домена

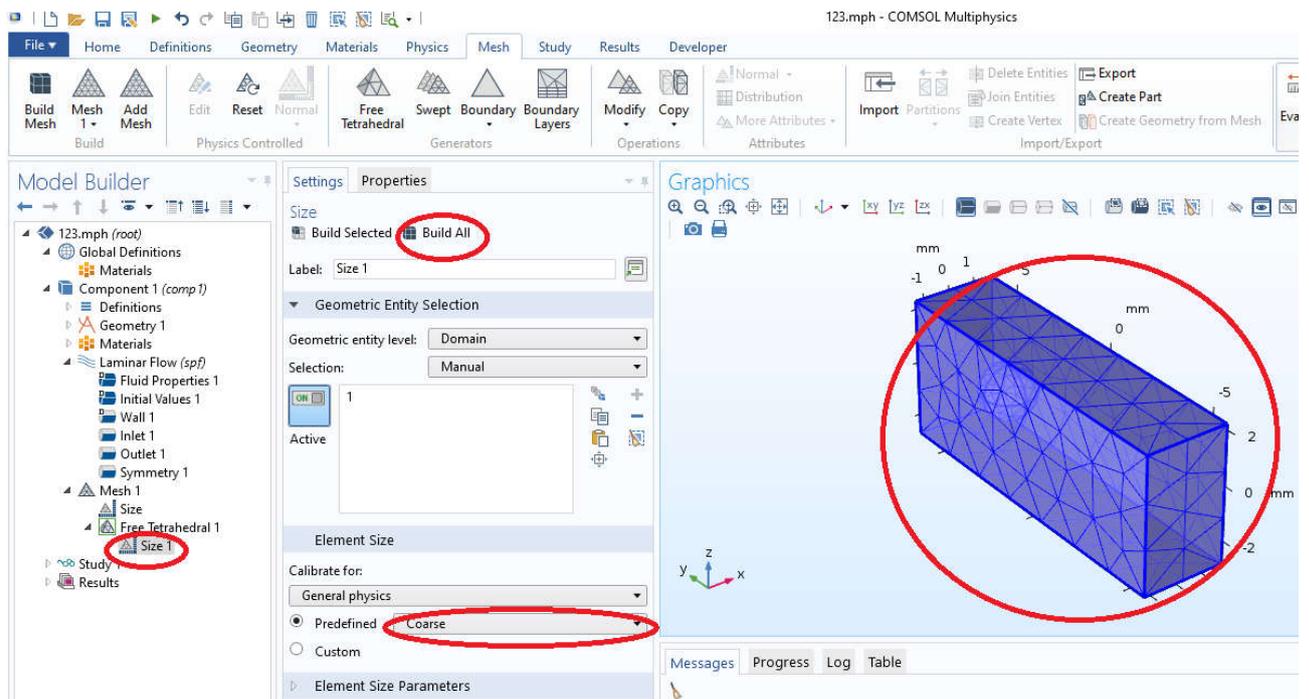


Рис.27. Задание сетки для расчетного домена

Аналогично выбирается и строится сетка для обтекаемого тела( рис. 28).

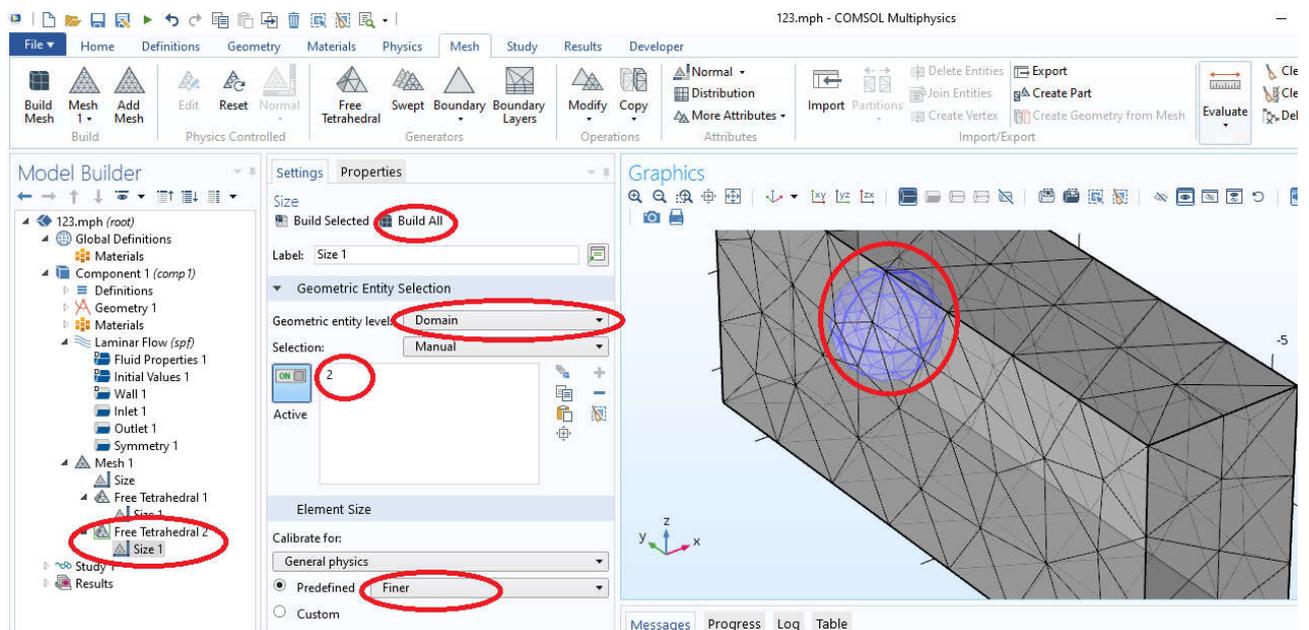


Рис.28. Задание сетки для обтекаемого тела

После построения сетки производится симуляция процесса. Для этого необходимо в разделе Study запустить Compute (рис. 29).

В результате получим расчет скоростей (рис. 30). После этого необходимо полученный результат настроить для более лучшей визуализации процесса.

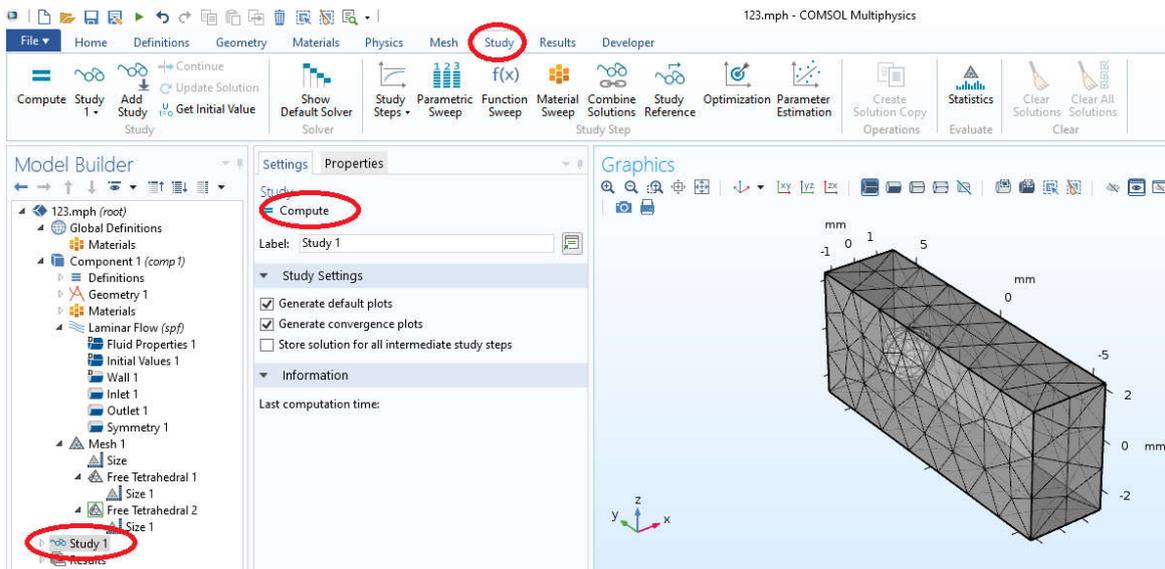


Рис.29. Запуск расчета симуляции

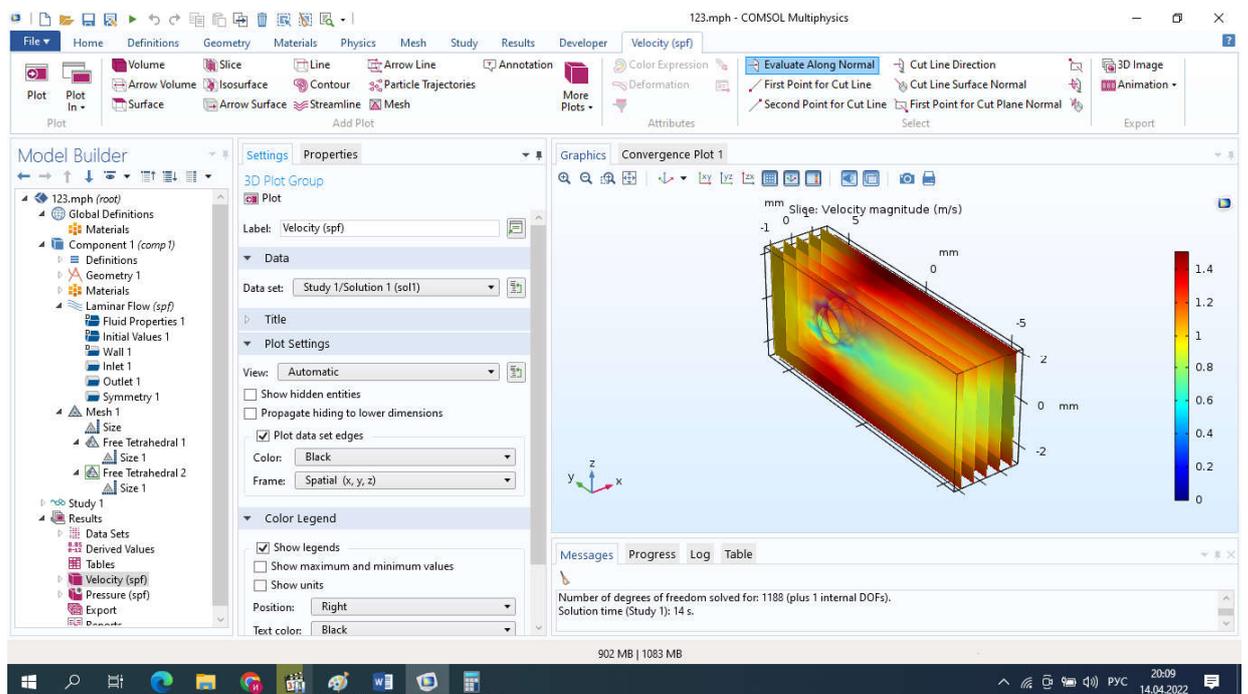


Рис.30. Предварительный результат расчета

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБРАБОТКА

Таким образом, проделав все этапы моделирования вы получите.

1. Картину распределения скорости (в срезе плоскости YZ) моделируемой области (рис. 31), на которой можно наблюдать: зону торможения потока вблизи передней критической точки А; пограничный слой, прилегающий к поверхности обтекаемого тела; зоны отрыва пограничного слоя от поверхности обте-

каемого тела; зоны максимальных скоростей в области миделевого сечения и др.

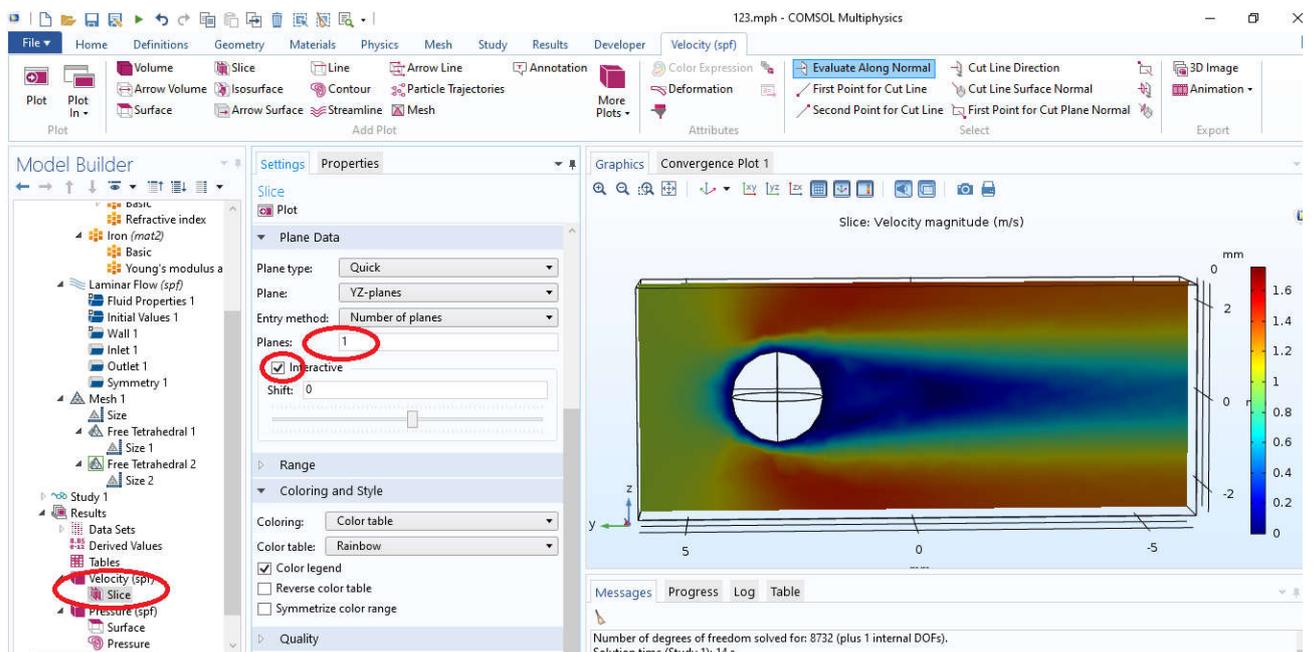


Рис. 31. Результат расчета скорости потока

2. Распределение давления по поверхности сферы (рис. 32) на котором можно выделить зоны повышенного и пониженного давления по поверхности сферы.

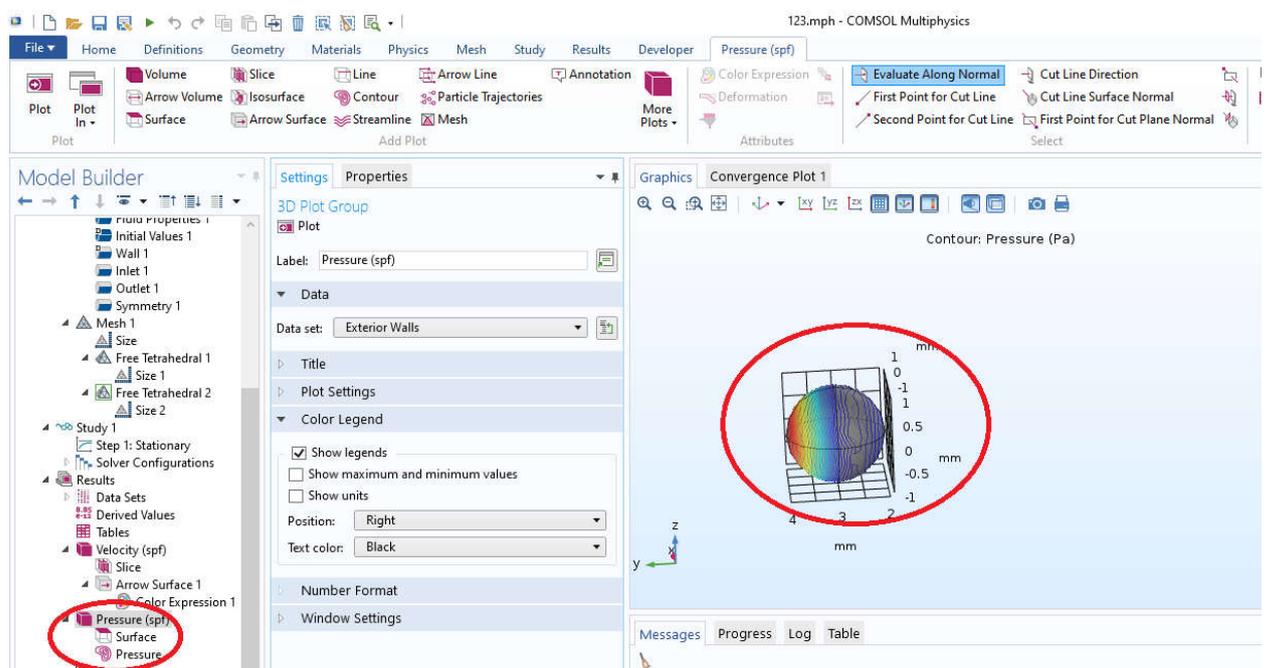


Рис.32. Распределение давления по поверхности сферы

Опираясь на изученный по теме материал и полученные результаты моделирования необходимо описать следующее.

1. Положение критических точек на сфере. Какие значения скорости и давления имеет поток в этой точке. Как это определяется по результатам модели.

2. Положение зоны торможения потока вблизи передней критической точки. Как в этой зоне изменяется скорость потока.

3. Зоны максимальных скоростей в области миделевого сечения. Симметричность и расположение этих зон.

4. Пограничный слой, прилегающий к поверхности обтекаемого тела. Зоны отрыва пограничного слоя от поверхности обтекаемого тела.

### *КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ*

1. Почему важны вопросы обтекания тел движущимися потоками жидкости или газа?

2. Какие силы со стороны потока действуют на тело, находящееся в потоке жидкости или газа?

3. Что такое сила лобового сопротивления? Из чего она складывается?

4. Что такое миделево сечение?

5. Какие тела называются удобообтекаемыми, а какие неудобообтекаемые?

6. Какие физические процессы происходят на поверхности шара при его обтекании потенциальным безвихревым потоком? В чем заключается явление «вязкого» отрыва?

7. В чем заключается явление «кризиса сопротивления»? Дайте определение докризисного и закризисного чисел Рейнольдса.

8. Опишите распределение коэффициента давления (сопоставляя изменение давления с физическими процессами, происходящими при обтекании) на поверхности шара для случая обтекания идеальной жидкостью и реальной жидкостью при докритическом и сверхкритическом числах Рейнольдса.

## РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Валландер, С. В. Лекции по гидроаэромеханике [Электронный ресурс]: учеб. пособие / С.В. Валландер. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1978. – 296 с. – Режим доступа: <http://booksshare.net/books/physics/vallander-sv/1978/files/lexciiroaerogidromehanike1978.pdf> – 12.10.2021
2. Колесниченко, В.И. Введение в механику несжимаемой жидкости [Электронный ресурс]: учеб. пособие / В.И. Колесниченко, А.Н. Шарифулин. – Пермь: Изд-во Перм. нац. исслед. политехн. ун-та, 2019. – 127 с. – РЕЖИМ ДОСТУПА: <https://eruditor.io/file/3243459/> – 12.12.2021
3. Ефимов, В.В. Основы авиации [Электронный ресурс]: учебное пособие / В.В. Ефимов. – М.: Изд-во Московского государственного техн. ун-та гражданской авиации, 2003. – 64 с. – Режим доступа: <https://eruditor.io/file/1205430/> – 27.06.2022
4. Бетяев, С.К. Задачи обтекания и истечения, аэродинамическое проектирование [Электронный ресурс]: учеб. пособие / С.К. Бетяев – Ижевск: Изд-во института компьютерных исследований, 2015. – 455 с. – РЕЖИМ ДОСТУПА: [www.iprbookshop.ru/69352.html](http://www.iprbookshop.ru/69352.html) – 11.10.2021
5. Малюга, В.С. Численное моделирование обтекания сферы потоком вязкой несжимаемой жидкости [Электронный ресурс]: / В.С. Малюга // Вестник института гидромеханики НАН Украины. – 2013. Том 15.– №3. – С 43-67. – Режим доступа: <https://elibrary.ru/uifowf> – 24.04.2023
6. Comsol.ru [Электронный ресурс]: офиц. сайт. – 01.09.1998 – Режим доступа: [www.comsol.ru/support/knowledgebase/](http://www.comsol.ru/support/knowledgebase/). – 10.10.2022.