

Влияние геометрии стенок рабочего тракта трансзвуковой аэродинамической трубы на его сопротивление

С.А. Глазков¹, А.Р. Горбушин^{1,2}, С.Л. Осипова^{1,2}, А.В. Семенов¹

¹Центральный аэрогидродинамический институт (ЦАГИ)

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

Модернизация, настройка и калибровка измерительного оборудования является неотъемлемой частью экспериментальной аэродинамики – проблема получения наиболее точных результатов не теряет своей актуальности и по сей день. Аэродинамические трубы – АДТ Т-128, в частности – не исключение: активно ведутся исследования по оптимизации геометрии элементов рабочей части, направленные на минимизацию ошибок.

Цель этой работы - изучение влияния геометрии стенок рабочего тракта на его сопротивление. В качестве оценки используется толщина потери импульса δ^{**} на левой по потоку стенке трубы. Измерение мощности компрессора позволяет оценить потери энергии во всём контуре трубы, измерение параметров пограничного слоя на боковой стенке - оценить, какая доля потерь приходится на ПС.

В ходе эксперимента варьировались:

- число Маха набегающего потока;
- степень перфорации f стенок рабочей части;
- угол разведения панелей рабочей части α_{panel} ;
- угол разведения створок камеры смещения α_{flap} .

Измерялись:

- параметры набегающего потока (температура торможения T_0 полное давление p_0 в форкамере);
- профиль полного давления в пограничном слое на боковой стенке за створкой камеры смещения (с помощью гребёнки длиной 600 мм, 45 приёмников полного давления);
- статическое давление в сечении, где располагалась гребёнка (приёмником статического давления на боковой стенке, расположенном на левой по потоку стенке трубы в сечении насадков гребёнки);
- электрическая мощность, потребляемая главным приводом трубы.

В качестве оценки используется толщина потери импульса δ^{**} :

$$\delta^{**} = \int_0^{y_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) \frac{\rho u}{\rho_e u_e} dy,$$

Задачу рассматриваем с учётом следующих предположений:

- Течение адиабатическое (теплообмена между воздухом и стенками трубы нет) – $T_0 = const$
- $p_0 = const$ в ядре потока для случая дозвукового течения, когда нет скачков уплотнения,

$p = const$ поперек пограничного слоя в первом приближении.

Для удобства $\delta^{**}(\rho, u, \rho_e, u_e) \rightarrow \delta^{**}(M, M_e)$:

$$\delta^{**} = \int_0^{y_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) \frac{\rho u}{\rho_e u_e} dy = \int_0^{y_e} \left(\frac{M}{M_e} \sqrt{\frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} \cdot M^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} \cdot M_e^2}} - \frac{M}{M_e}\right) dy$$

В зависимости от величины числа Маха набегающего потока задача делится на две подзадачи: до- и сверхзвуковых скоростей.

Методика решения задачи в случае дозвукового течения заключается в следующем:

- 1) Вычисление локальных чисел Маха для каждого приёмника полного давления по полученным экспериментально p_{0i} и p_e ;
- 2) Численный расчёт интеграла для вычисления δ^{**} (проводится методом трапеций с переменным шагом).

Из-за недостаточной длины гребёнки есть вероятность внесения существенной систематической погрешности. Чтобы этого избежать, была рассчитана асимптота – число Маха в потенциальном ядре (в предположении, что потери в потенциальном ядре течения на дозвуковых скоростях отсутствуют):

$$M = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]}$$

Профиль числа Маха экстраполирован линейной зависимостью (МНК по 4 точкам) до пересечения с асимптотой.

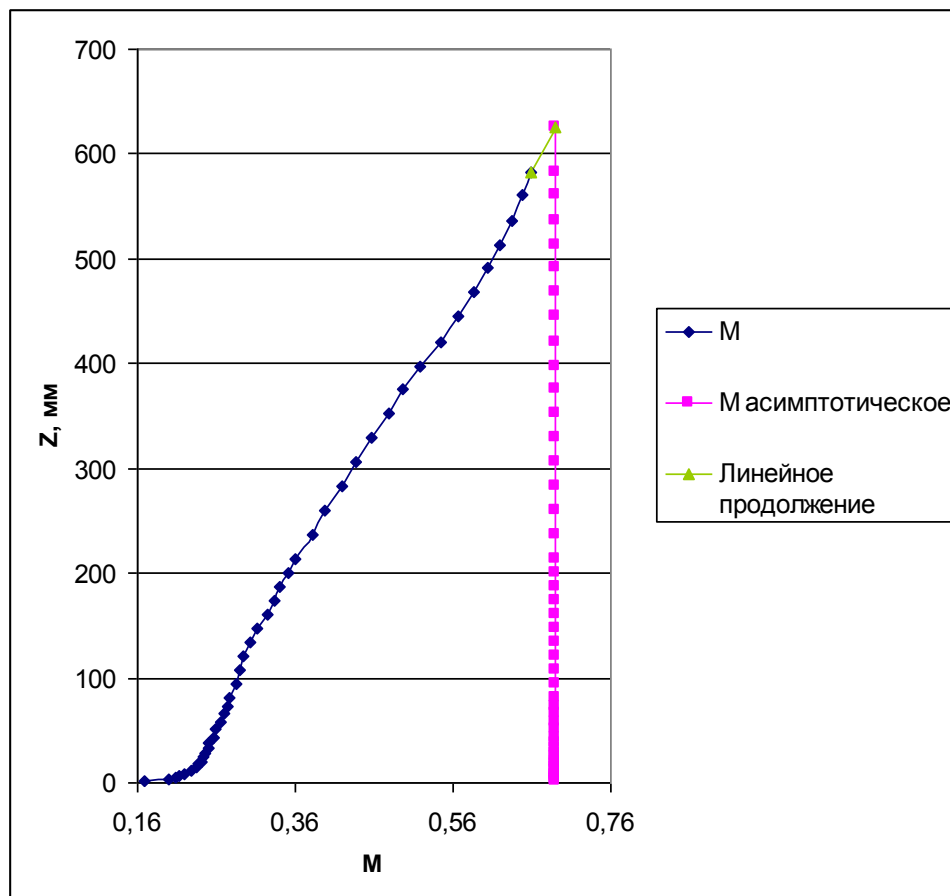


Рисунок 1: Профиль чисел Маха на гребёнке приёмников полного давления

Для $M = 0.8$ сравнение δ^{**} без и с учётом асимптоты показало разницу в 7%. Влияние довольно существенное – далее все расчёты для δ^{**} проводились с использованием асимптоты.

На основе этого метода была написана расчётная программа, интегрированная в программный комплекс установки. Она позволяет записать результаты в базу данных.

Методика решения задачи в случае сверхзвукового течения была сформирована на основе оценочного метода, предложенного Поупом и Гойном для гиперзвуковых АДТ [7]. Этот метод позволяет при помощи табличных данных о соотношениях параметров изоэнтропического течения на прямом (косыми, по сравнению с ними, пренебрегаем) скачке уплотнения, полученных по газодинамическим формулам, вычислить все необходимые для расчёта δ^{**} величины. Однако важно учитывать: поскольку, в отличие от оригинального метода, к рассмотрению было принято не гиперзвуковое, а сверхзвуковое течение, температура торможения в пограничном слое постоянна, что позволяет опустить несколько этапов вычислений.

Данный способ, хотя и не учитывает погрешности, связанные с недостаточной длиной гребёнки, тем не менее, позволяет оценить δ^{**} .

Анализ результатов

Анализ результатов измерений, проведённых в трансзвуковой аэродинамической трубе Т-128, выполнен для двух характерных режимов течения - дозвукового $M = 0.8$ и сверхзвукового $M = 1.3$.

На следующем графике - общий тренд влияния. Резкое уменьшение толщины потери импульса в области сверхзвуковых чисел Маха объясняется меньшей наполненностью профиля давления.

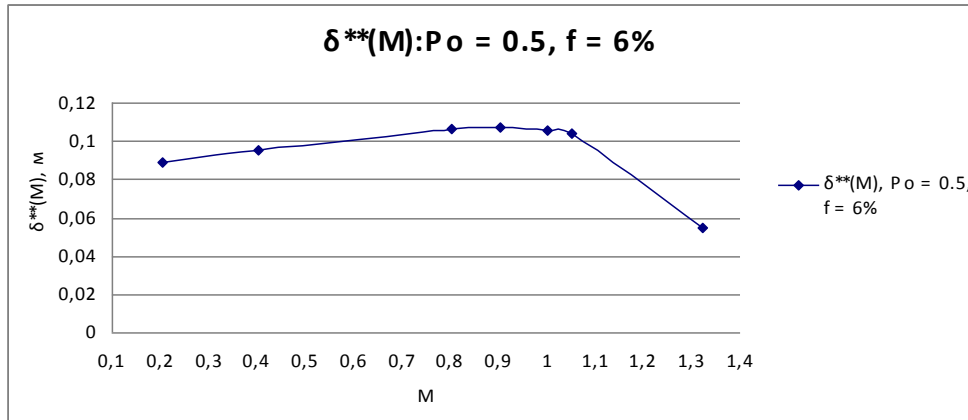
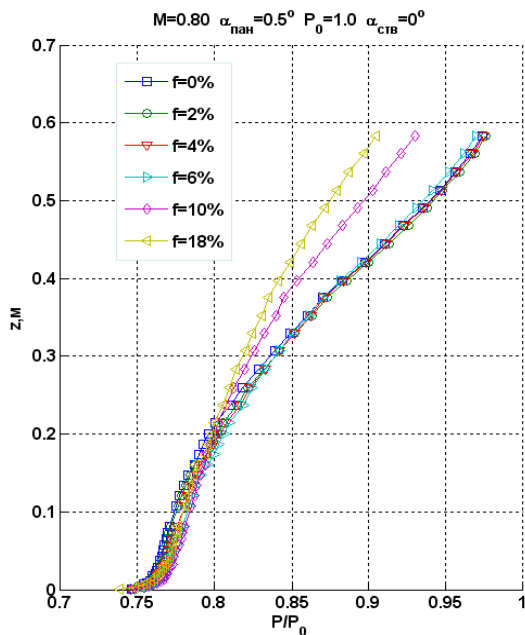


Рисунок 2: Зависимость толщины потери импульса в пограничном слое на стенке за створкой камеры смешения от числа Маха

Влияние степени перфорации стенок рабочей части



На дозвуковых скоростях ($M = 0.8$) в области малых значений степени перфорации $f = 0 \div 4\%$ влияние практически отсутствует. При увеличении степени перфорации до $f = 10 \div 18\%$ толщина профиля полного давления существенно возрастает: это вызвано быстрым нарастанием пограничного слоя на перфорированных стенках рабочей части [3]. Нарастает и толщина потери импульса δ^{**} в диапазоне $f = 2 \div 18\%$. При малых значениях степени перфорации её влияние незначительно.

Рисунок 3: Влияние степени перфорации стенок рабочей части на профиль полного давления в пограничном слое на стенке за створкой камеры смешения при $M = 0.8$

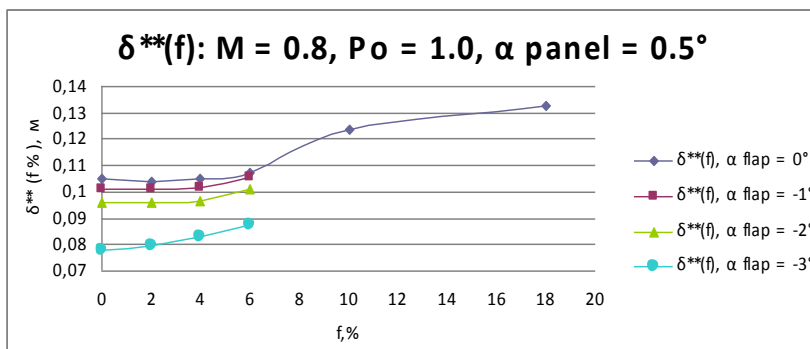
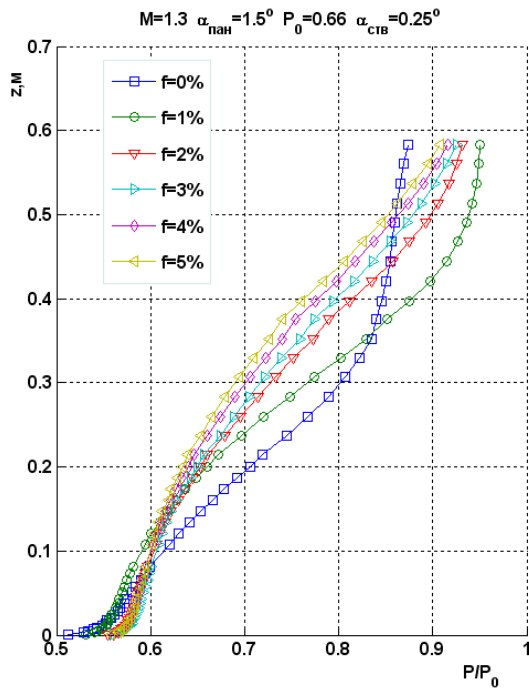


Рисунок 4: Влияние степени перфорации стенок рабочей части на толщину потери импульса в пограничном слое на стенке за створкой камеры смешения при $M = 0.8$



В случае сверхзвуковых скоростей влияние куда более существенно: при $f = 0\%$ профиль полного давления более наполнен в средней части гребенки, но во внешней части пограничного слоя наблюдаются наибольшие потери, которые только возрастут при дальнейшем увеличении коэффициента перфорации, причиной чему - разгон потока на створке камеры смещения и возникновение скачков уплотнения.

Рисунок 5: Влияние степени перфорации стенок рабочей части на профиль полного давления в пограничном слое на стенке за створкой камеры смещения при $M = 1.3$

Влияние перфорации на толщину потери импульса, напротив, менее значительно. В общем, δ^{**} при сверхзвуковых скоростях получилась вдвое меньше, чем при дозвуковых. Для более точной оценки параметров пограничного слоя требуется увеличить длину гребенки.

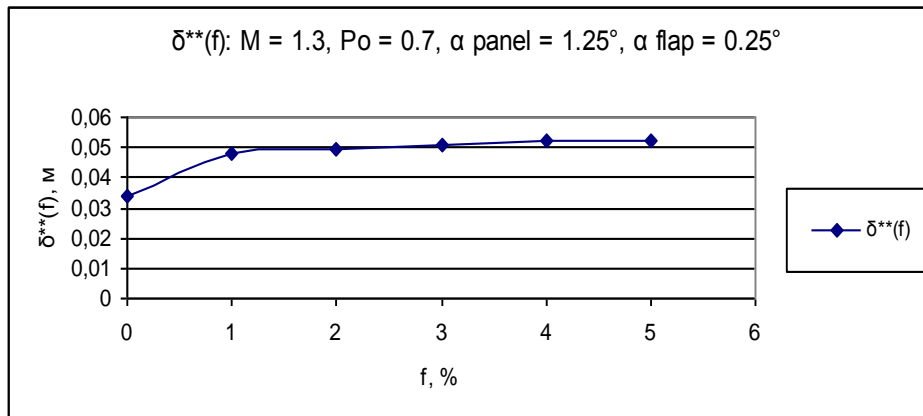


Рисунок 6: Влияние степени перфорации стенок рабочей части на толщину потери импульса в пограничном слое на стенке за створкой камеры смещения при $M = 1.3$

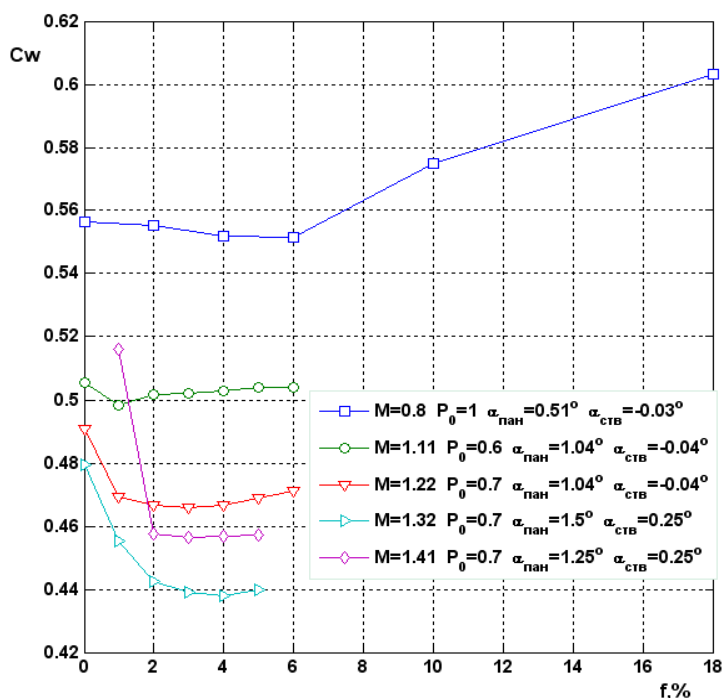
Зависимость коэффициента сопротивления трубы от степени перфорации стенок рабочей части:

Условный коэффициент сопротивления трубы, определяемый по полученной электрической мощности главного привода трубы и параметрам течения в рабочей части можно представить в следующем виде:

$$C_w = X / (QS); \quad W = X \cdot V; \quad C_w = \frac{W}{\frac{\rho V^3}{2} S};$$

- X – условная сила сопротивления контура трубы;
- W – электрическая мощность, потребляемая главным приводом;
- Q – скоростной напор в рабочей части;
- ρ – плотность воздуха в рабочей части;
- V – скорость потока в рабочей части;
- S – площадь поперечного сечения рабочей части

Поскольку C_w включает в себя скоростной напор в рабочей части, а потребляемая главным приводом мощность компенсирует потери всей установки, считаем этот коэффициент условным.

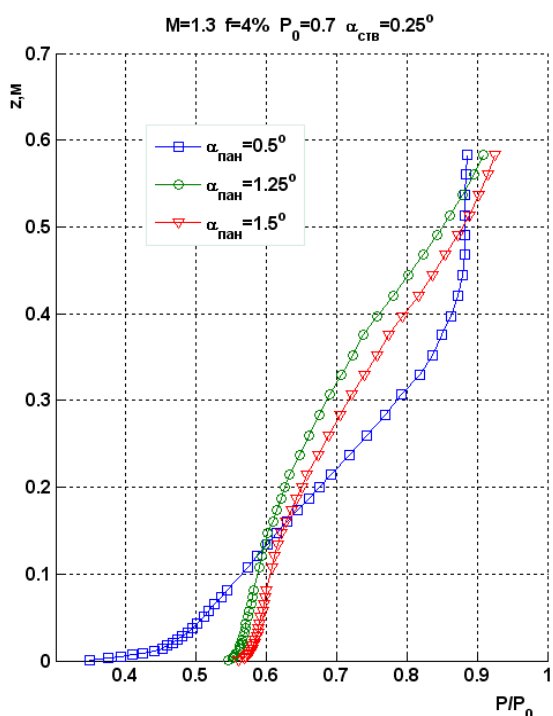


Как видно из графика, минимальное сопротивление трубы реализуется при малых значениях степени перфорации в исследованном диапазоне числа Маха.

Минимальные потери полного давления в пограничном слое на боковой стенке и минимальные значения δ^{**} на боковой стенке за створкой камеры смешения для $M=0.8$ наблюдаются при одних и тех же значениях перфорации: $f = 4 \div 6\%$. С увеличением степени перфорации при $M = 0.8$ с величины $f = 6\%$ до $f = 18\%$ на 9.4% возрастает и коэффициент сопротивления трубы C_w .

Рисунок 7: Зависимость коэффициента сопротивления трубы от степени перфорации стенок рабочей части

Влияние угла разведения боковых панелей рабочей части



Уменьшение угла раскрытия панелей до значения 0.5° вызывает повышенные потери давления торможения вблизи стенки и на внешней границе пограничного слоя. Вероятно, что и в ядре потока потерянная полная потеря больше: на стенке камеры смешения начинается разгон потока. В средней же части пограничного слоя потери полного давления меньше.

Рисунок 8: Влияние угла раствора панелей рабочей части на профиль полного давления в пограничном слое на стенке за створкой камеры смешения при $M = 1.3$

Разведение панелей с 0.5° до 1.25° приводит к увеличению толщины пограничного слоя на боковых стенках рабочей части ввиду положительного градиента давления в камере смешения: по этой же причине происходит увеличение δ^{**} на 30% при разведении стенок. При этих же значениях угла разведения панелей потребляемая мощность и коэффициент сопротивления снижаются на 18% . Но вот если дальнейшее увеличение раскрытия панелей приводит к незначительному уменьшению толщины потери импульса (при углах раскрытия панелей $\alpha_{панел} = 1.25^\circ; 1.5^\circ$ сверхзвуковой поток тормозится), то коэффициент сопротивления не меняется.

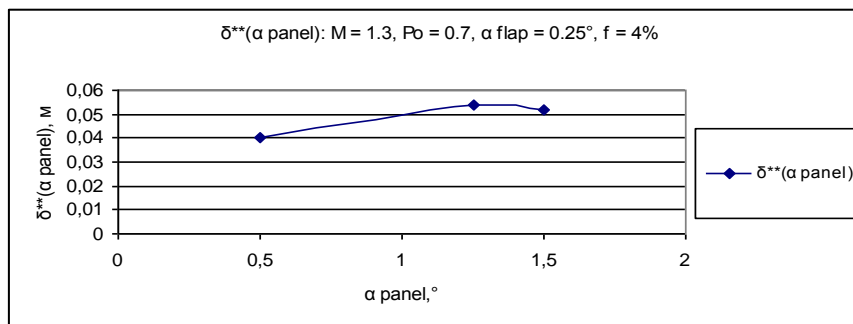


Рисунок 9: Влияние угла раствора панелей рабочей части на толщину потери импульса в пограничном слое на стенке за створкой камеры смешения при $M = 1.3$

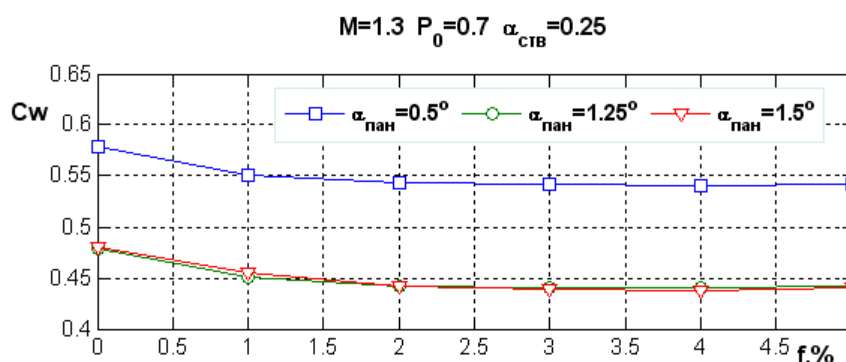


Рисунок 10: Влияние угла раствора панелей рабочей части на коэффициент сопротивления при $M=1.3$

Влияние угла разведения створок камеры смешения

Сведение створок при дозвуковой скорости потока от 0° до 3° вызывает уменьшение коэффициента сопротивления на 3.6%. Толщина потери импульса δ^{**} в пограничном слое также, как и минимальные потери давления торможения, имеет минимум при угле створок $\alpha_{\text{flap}} = -3^\circ$: поток в камере смешения тормозится быстрее, сила трения на створках камеры падает. Разведение створок напротив провоцирует рост толщины пограничного слоя и толщины потери импульса: размер уступа камеры смешения между панелями рабочей части и створкой уменьшается с 0.31 м при $\alpha_{\text{flap}} = 0^\circ$ до 0.07 м при $\alpha_{\text{flap}} = -3^\circ$.

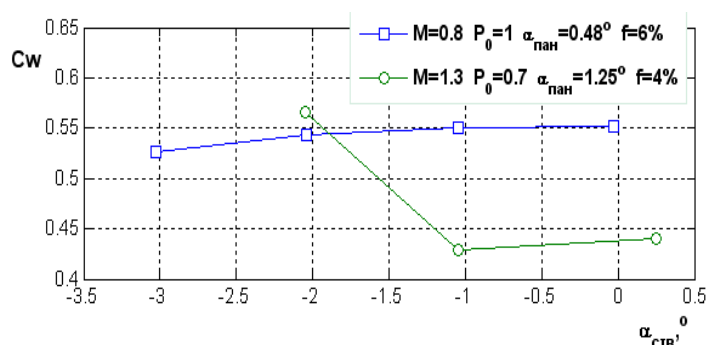


Рисунок 11: Влияние угла разведения створок камеры смешения на коэффициент сопротивления при $M = 0.8$ и $M = 1.3$

В случае сверхзвуковой скорости потока $M = 1.3$ минимум коэффициента сопротивления достигается при сведении створок $\alpha_{\text{flap}} = -1^\circ \div 0.25^\circ$. Сведение створок до значения $\alpha_{\text{flap}} = -2^\circ$ повышает коэффициент сопротивления на 25%: на створках камеры смешения появляются скачки уплотнения. При этом сведённые створки работают как расширяющийся элемент сверхзвукового сопла.

Изменение угла с $\alpha_{\text{flap}} = 0.25^\circ$ до -1° не оказывает существенного влияния на профиль полного давления и толщину потери импульса δ^{**} . Дальнейшее сведение створок до значения -2° однако значительно влияет на форму профиля: уменьшаются потери полного давления в средней части

профиля и увеличиваются в пристеночной области и на внешней границе пограничного слоя (возможно, и в ядре потока): толщины потери импульса δ^{**} увеличивается на 50%.

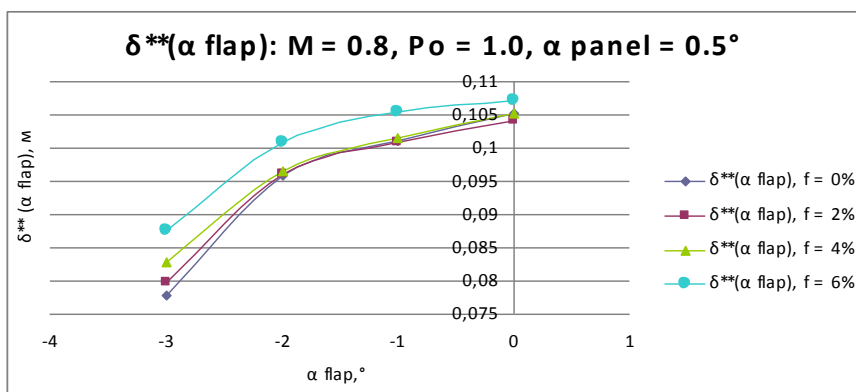


Рисунок 12: Влияние угла разведения створок камеры смешения на толщину потери импульса в пограничном слое на стенке за створкой камеры смешения при $M = 0.8$

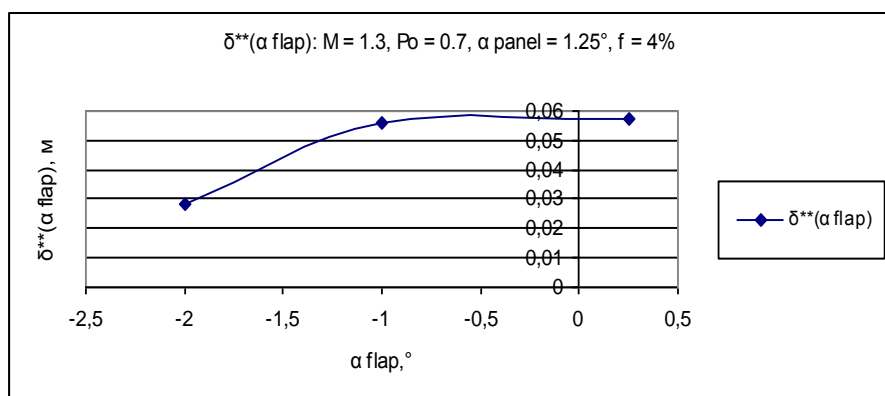


Рисунок 13: Влияние угла разведения створок камеры смешения на толщину потери импульса в пограничном слое на стенке за створкой камеры смешения при $M = 1.3$

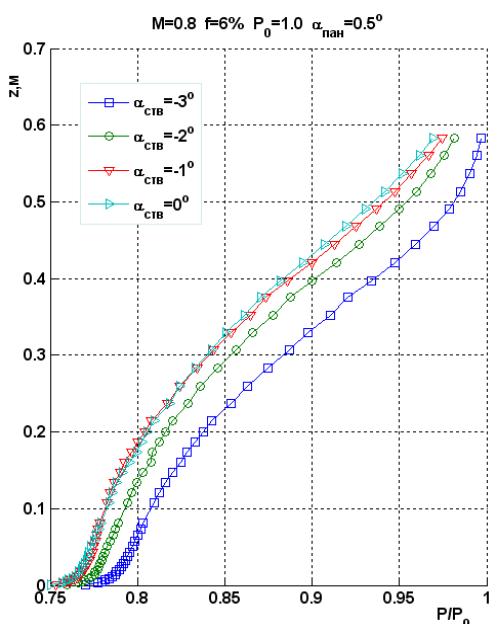


Рисунок 14: Влияние угла разведения створок камеры смешения на профили полного давления в пограничном слое на стенке за створкой камеры смешения при $M = 0.8$

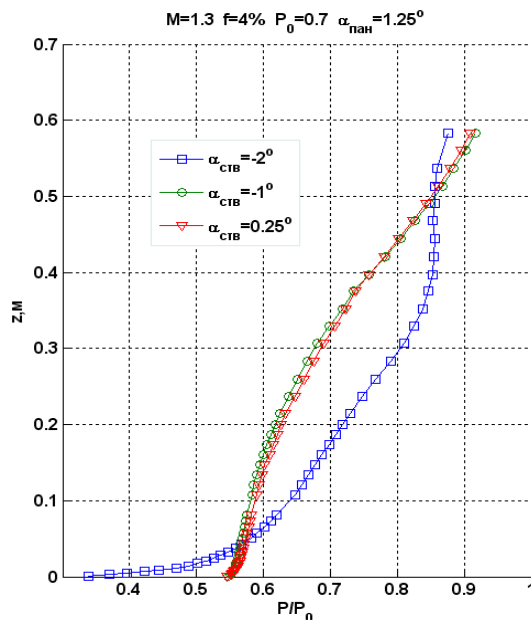


Рисунок 15: Влияние угла разведения створок камеры смешения на профили полного давления в пограничном слое на стенке за створкой камеры смешения при $M = 1.3$

Визуализация течения



Результаты визуализации течения методом масляного покрытия при $M = 0.78$ на нижней стенке камеры смешения рабочей части №2 (вид против потока) наглядно демонстрирует сложность картины течения в камере смешения.

Угол панелей рабочей части составлял $\alpha_{\text{panel}} = 0.5^\circ$, створок - $\alpha_{\text{flap}} = 0^\circ$. Подобная визуализация позволяет получить представление о течении в камере смешения, несмотря на искажение картины обтекания пограничным слоем на нижней стенке. Данное течение напоминает обтекание уступа с образованием циркуляционной зоны, что позволяет говорить о классическом отрыве потока. Можно предположить, что в случае дозвуковых режимов течения с уменьшением величины уступа камеры смешения уменьшается и толщина потери импульса, т.к. сокращаются размеры отрывной зоны.

Рисунок 16: Картина линий тока в зоне за уступом

Заключение

В ходе работы были достигнуты следующие результаты:

1) В случае дозвуковых скоростей было показано, что сопротивление рабочей части обусловлено потерями в пограничном слое на стенках рабочей части и слое смешения в камере смешения, как и ожидалось.

2) При сверхзвуковых скоростях потока основную часть сопротивления рабочей части приходится на потери в системе скачков уплотнения.

3) Была получена оптимальная с точки зрения минимального сопротивления рабочего тракта конфигурация подвижных элементов рабочей части №1 транзвуковой аэродинамической трубы Т-128 для двух характерных режимов течения (дозвукового $M = 0.8$ и сверхзвукового $M = 1.3$):

Оптимальные значения	Случай дозвуковых скоростей потока	Случай сверхзвуковых скоростей потока
Степень перфорации	$f = 2 \div 6\%$	$f = 2 \div 6\%$
Угол разведения створок	$\alpha_{\text{flap}} = -3^\circ$	$\alpha_{\text{flap}} = -1^\circ \div -0.25^\circ$
Угол панелей рабочей части	-	$\alpha_{\text{panel}} = 1.5^\circ$ (при $M = 1.3, f = 4\%$)

Для более полного понимания физики течения в рабочем тракте транзвуковой трубы представляется весьма полезным проведение параметрических численных расчетов: приведённые экспериментальные данные характеризуют структуру течения лишь в отдельных его областях.

Авторы выражают благодарность коллективу сотрудников лаборатории 20 НИО-2.

Результаты данной работы вошли в статью «Влияние Геометрии Подвижных Элементов Рабочей Части на Ее Сопротивление и Равномерность Поля Течения при Транзвуковых Скоростях» (Глазков С.А., Горбушин А.Р., Осипова С.Л., Семёнов А.В.), подготовленную в рамках конференции ISMAR 2016.

Литература

1. *Лыжин О.В., Пасова З.Г.* Экспериментальное исследование расходного диффузора трансзвуковой аэродинамической трубы // Учёные записки ЦАГИ – 1979, том 10, № 4 – с. 48-55
2. *Глазков С.А., Горбушин А.Р., Иванов А.И., Семёнов А.В.* Recent experience in improving the accuracy of wall interference corrections in TsAGI T-128 wind tunnel // Progress in Aerospace Sciences – №37(2001) – Pergamon Press – pp. 263-298
3. *Бирюков В.И., С.А. Глазков, Горбушин А.Р., Иванов А.И., Семёнов А.В.* Experimental investigation of the effect of nozzle shape and test section perforation on the stationary and non-stationary characteristics of flow field in the large transonic TsAGI T-128 wind tunnel // The Aeronautical Journal – 2005, №109(1092) – Manor Created Limited – pp.75-82
4. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика – М.: Наука, 1976 – 888 с.
5. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газов – М.: Дрофа, 2003 – 840 с.
6. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров - СПб.: Лань, 2003 – 832 с.
7. *Поуп А., Гойн К.* Аэродинамические трубы больших скоростей – М.: Мир, 1968 – 504 с.
8. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя – М.: Наука, 1969 – 744 с.
9. *Мартынов А.К.* Экспериментальная Аэродинамика – М.: Государственное издательство оборонной промышленности, 1950 – 480 с.