



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 2 за 2016 г.



ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

**Борисов В.Е., Кудряшов И.Ю.,
Луцкий А.Е.**

Численное исследование
формирования псевдоскачка
в канале

Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Борисов В.Е., Кудряшов И.Ю., Луцкий А.Е. Численное исследование формирования псевдоскачка в канале // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2016. № 2. 24 с. doi:[10.20948/prepr-2016-2](https://doi.org/10.20948/prepr-2016-2)
URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2016-2>

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М. В. КЕЛДЫША

В.Е. Борисов, И.Ю. Кудряшов, А.Е. Луцкий

**Численное исследование формирования
псевдоскачка в канале**

Москва, 2016

В.Е. Борисов, И.Ю. Кудряшов, А.Е. Луцкий, Численное исследование формирования псевдоскачка в канале

Аннотация. В работе представлены результаты численного исследования формирования псевдоскачка в канале воздухозаборника модельного тракта прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ПВРД). Проведено исследование влияния параметров потока, таких как толщина пограничного слоя (ПС) на входе и противодавление (реализуемое с помощью вложения энергии в поток) на выходе из воздухозаборника, на характер течения. Показано, что данные параметры существенно влияют на структуру псевдоскачка, и их правильный учет критически важен при сравнении с натурным экспериментом.¹

Ключевые слова: псевдоскачок, воздухозаборник, прямоточный двигатель, вложение энергии в поток

V.E. Borisov, I.Yu. Kudryashov, A.E. Lusky, Numerical simulation of the pseudo-shock region formation in the channel

Abstract. In this paper we present some results of pseudo-shock region formation in the channel of the ramjet air intake. Particularly, the influence of boundary layer thickness at inlet and back pressure in the outflow region (implemented via energy input) on the flow is studied. Simulation results show that these parameters can have crucial influence on the flow pattern and their correct accounting is of the great importance in validation with laboratory experiments.

Key words and phrases: pseudo-shock region, air intake, ramjet, energy input

¹Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-31-00399 мол_а)

1 Введение

Одной из актуальных задач современной аэродинамики является создание летательных аппаратов для длительного полета в атмосфере, движущихся на гиперзвуковых скоростях (ГЛА). В значительной степени успешное создание ГЛА связано с прогрессом в разработке прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ПВРД). Важной частью ПВРД является воздухозаборник тракта двигателя, в котором происходит торможение вязкого сверхзвукового потока, что представляет собой сложную комбинацию взаимодействия ударных волн с развивающимися турбулентными пограничными слоями, приводящую к формированию псевдоскачка [1, 2], см. рис. 1.

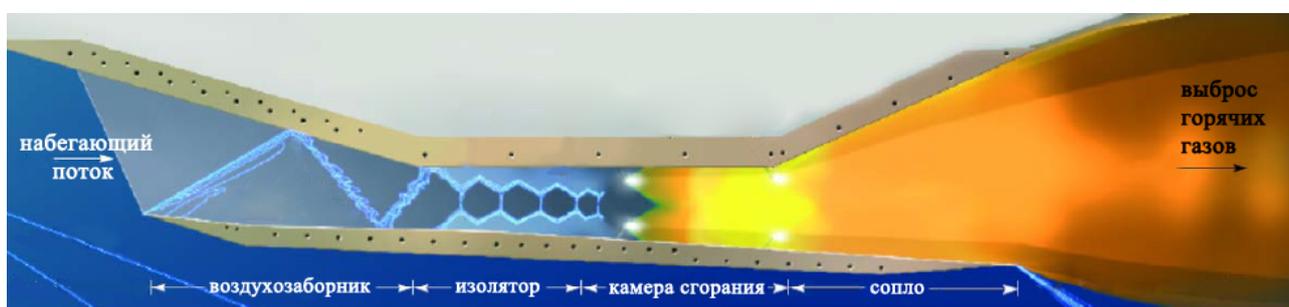


Рис. 1. Схема работы ПВРД [3]

Длина псевдоскачка зависит от числа Маха набегающего потока M_∞ , толщины пограничного слоя (ПС), числа Рейнольдса Re_∞ и других параметров. При этом структура течения является чувствительной к параметрам потока как на входе, так и на выходе из воздухозаборника [4]. В некоторых случаях может наблюдаться эффект запирания потока («незапуска» воздухозаборника), т.е. «... такого дросселирования канала воздухозаборника, при котором замыкающая система скачков выбивается из внутреннего канала и располагается перед входом в воздухозаборник, что приводит к резкому снижению тяги двигателя или даже полному нарушению его работы» [1]. В частности, именно по этой причине в 2011 году аварийно завершилось 2-е летное испытание экспериментального ГЛА X-51A WaveRider [5].

Изучение формирования псевдоскачка в канале тракта двигателя является одной из самых востребованных практических задач при проектировании ПВРД. Сложная геометрия, высокие скорости и сильная нестационарность структуры происходящих процессов приводят к высокой стоимости натуральных экспериментов. В силу этого предсказательное численное моделирование с бурным ростом вычислительных ресурсов и повышением точности используемых методов расчета приобретает все более важную роль [6, 7].

Настоящая работа посвящена численному исследованию формирования псевдоскачка в канале модельного тракта двигателя. Моделирование проводилось на суперкомпьютере К-100 [8] с помощью комплекса программ, разработанных в 8 отделе Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН (ИПМ РАН). В работе проведено исследование влияния параметров потока, таких как толщина ПС на входе и противодействие на выходе из воздухозаборника, на характер течения. При этом для моделирования ПС различной толщины использовались выведенные аналитические формулы совместно с численным интегрированием; противодействие моделировалось с помощью вложения энергии в поток. Показано, что данные параметры существенно влияют на структуру псевдоскачка и их правильный учет критически важен при сравнении с натурным экспериментом.

2 Математическая модель

2.1 Основные уравнения

Для описания течений совершенного вязкого сжимаемого газа используется система нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (URANS), в декартовой системе координат ($x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$) имеющая следующий вид:

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{f}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \mathbf{g}_j}{\partial x_j} + \mathbf{w}, \quad (1)$$

где суммирование ведется по $k = 1, 2, 3$, \mathbf{q} – вектор консервативных переменных, \mathbf{f}_j и \mathbf{g}_j – векторы невязких и вязких потоков соответственно, \mathbf{w} – вектор внешних источников (в настоящей работе используется только источник в уравнении баланса энергии):

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ \rho E^* \end{pmatrix}, \quad \mathbf{f}_j = \begin{pmatrix} \rho u_j \\ \rho u_j u_1 + \delta_{1,j} p^* \\ \rho u_j u_2 + \delta_{2,j} p^* \\ \rho u_j u_3 + \delta_{3,j} p^* \\ u_j (\rho E^* + p^*) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{g}_j = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{1j} \\ \tau_{2j} \\ \tau_{3j} \\ \tau_{ij} u_i + h_j \end{pmatrix}, \quad \mathbf{w} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ w \end{pmatrix}.$$

Здесь ρ – плотность, u_j – компоненты вектора скорости \mathbf{u} , τ_{ij} – компоненты тензора вязких напряжений, $\delta_{i,j}$ – тензор Кронекера, E^* – полная энергия турбулентного течения:

$$E^* = E + k,$$

где E – полная энергия осредненного течения, k – кинетическая энергия турбулентных пульсаций. «Эффективное» давление p^* определяется как

$$p^* = p + \frac{2}{3} \rho k.$$

Термодинамическое давление p вычисляется по уравнению состояния совершенного газа:

$$p = (\gamma - 1) \rho \left(E - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^3 u_j^2 \right).$$

Здесь γ – показатель адиабаты, для воздуха $\gamma = 1.4$. Компоненты тензора вязких напряжений и вектора теплового потока имеют вид

$$\tau_{ij} = \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_{\text{eff}} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{i,j},$$

$$h_j = \lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x_j}.$$

В приведенных выше уравнениях T является температурой газа и определяется из формулы

$$T = \frac{p}{\rho R},$$

где R – газовая постоянная, для воздуха $R = 287$ Дж/(кг·К).

«Эффективное» значение коэффициентов вязкости и теплопроводности определяется как

$$\begin{aligned} \mu_{\text{eff}} &= \mu + \mu_t, \\ \lambda_{\text{eff}} &= C_p \left(\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right). \end{aligned}$$

Здесь C_p – коэффициент удельной теплоемкости газа при постоянном давлении. Pr и Pr_t – ламинарное и турбулентное числа Прандтля, для воздуха принимается $\text{Pr} = 0.7$, $\text{Pr}_t = 0.9$. Молекулярная вязкость определяется следующей степенной зависимостью:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^s,$$

где $s = 0.76$, μ_0 – молекулярная вязкость при опорной температуре T_0 .

Величина μ_t обозначает добавочную турбулентную вязкость, которая определяется моделью турбулентности.

Начальные и граничные условия для системы уравнений (1) ставятся стандартным образом [9].

2.2 Модель турбулентности Спаларта-Аллмараса

В работе используется вариант однопараметрической модели турбулентности Спаларта-Аллмараса (SA) для сжимаемых течений [10] с модификацией Эдвардса [11]. В рамках этой модели осредненная величина кинетической энергии турбулентных пульсаций не может быть найдена напрямую, в силу чего полагается $p^* = p$, $E^* = E$.

Турбулентная вязкость задается соотношением

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}, \quad \chi \equiv \rho \frac{\tilde{\nu}}{\mu},$$

где $\tilde{\nu}$ – модельная величина, которая определяется из основного уравнения модели

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \tilde{\nu}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \tilde{\nu} \mathbf{u}) = & \rho (P_{\tilde{\nu}} - D_{\tilde{\nu}} + T_{\tilde{\nu}}) + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \nabla \cdot [(\mu + \rho \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}] \\ & + \frac{C_{b2}}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \rho (\nabla \tilde{\nu})^2 - \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}} \rho} (\mu + \rho \tilde{\nu}) \nabla \rho \cdot \nabla \tilde{\nu}. \end{aligned} \quad (2)$$

Величины $P_{\tilde{\nu}}$ и $D_{\tilde{\nu}}$, отвечающие соответственно за производство и диссипацию турбулентности, и $T_{\tilde{\nu}}$ – за определение ламинарно-турбулентного перехода в ПС, записываются в виде

$$\begin{aligned} P_{\tilde{\nu}} = C_{b1}(1 - f_{t2})\tilde{S}\tilde{\nu}, \quad D_{\tilde{\nu}} = & \left(C_{w1}f_w - \frac{C_{b1}}{k^2}f_{t2} \right) \left[\frac{\tilde{\nu}}{d} \right]^2, \quad T_{\tilde{\nu}} = f_{t1}(\Delta U)^2, \\ f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6}, \quad g = & r + C_{w2}(r^6 - r). \end{aligned}$$

Здесь ΔU – модуль разности между скоростями в потоке и ближайшей точке ламинарно-турбулентного перехода, d – расстояние от твердой стенки.

В модификации Эдвардса модели Спаларта-Аллмараса [11] величины \tilde{S} и r имеют вид

$$\begin{aligned} \tilde{S} = \sqrt{S} \left[\frac{1}{\chi} + f_{v1} \right], \quad S = \sum_{i,j=1}^3 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2, \\ r = \tanh \left(\frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} k_r^2 d^2} \right) / \tanh(1.0). \end{aligned}$$

Остальные величины являются константами модели SA и представлены в таб. 1.

$\sigma_{\tilde{\nu}}$	k_r	C_{b1}	C_{b2}	C_{v1}	C_{w1}	C_{w2}	C_{w3}
$\frac{2}{3}$	0.41	0.1335	0.622	7.1	$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{k^2} + \frac{1+C_{b2}}{\sigma}$	0.3	2.0

Таблица 1. Константы модели SA

При моделировании полностью турбулентного ПС учет f_{t1} и f_{t2} не вносит существенных изменений в решение, поэтому обычно ими пренебрегают [10].

Граничные условия для модельной переменной $\tilde{\nu}$ уравнения (2) задаются следующим образом [12]:

- на твердой стенке: $\tilde{\nu} = 0$;
- на выходной границе: $\tilde{\nu}$ экстраполируется на границу из внутренних точек области;
- на входной границе: $\tilde{\nu} = C\mu/\rho$, где для полностью турбулентного ПС полагается $C = 1 \div 5$.

В качестве начальных условий используются параметры набегающего потока.

2.3 Модель турбулентности SST Ментера

В работе используется модифицированный вариант двухпараметрической модели SST (Shear Stress Transport) Ментера [13] для сжимаемых течений [14].

Турбулентная вязкость задается соотношением

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\max(\omega, SF_2/\alpha)},$$

где, как и ранее, k – кинетическая энергия турбулентных пульсаций, а ω имеет смысл удельной диссипации. Данные величины определяются из уравнений модели:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\mu + \sigma_k \mu_t \nabla k) + P_k - \\ - \beta^* \rho \omega k [1 + \alpha_1 M_t^2 (1 - F_1)] - (1 - F_1) [\alpha_2 P_k M_t^2 - \alpha_3 \beta^* \rho \omega k M_t^2], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \omega \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\mu + \sigma_w \mu_t \nabla \omega) + \gamma_s \frac{\rho}{\mu_t} P_k - \\ - \beta \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{w2}}{\omega} \nabla k \nabla \omega + (1 - F_1) \beta^* \rho \omega^2 \alpha_1 M_t^2 + \\ + (1 - F_1) \frac{\rho}{\mu_t} [\alpha_2 P_k M_t^2 - \alpha_3 \beta^* \rho \omega k M_t^2], \end{aligned} \quad (4)$$

где M_t – турбулентное число Маха:

$$M_t = \sqrt{\frac{2k}{\gamma RT}}.$$

Генерационный член P_k вычисляется в виде

$$P_k = \min(P, 10 \beta^* \rho \omega k).$$

Здесь

$$P = \tau_{ij}^t \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad \tau_{ij}^t = \mu_t \left(2S_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{i,j} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{i,j},$$

$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

Стыковочные функции SST модели определяются согласно формулам:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad \arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\mu}{\rho \omega d^2} \right), \frac{4\rho \sigma_{w_2} k}{CD_{kw} d^2} \right],$$

$$CD_{kw} = \max \left(\frac{2\rho \sigma_{w_2}}{\omega} \nabla k \nabla \omega, 1.0 \times 10^{-10} \right),$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad \arg_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\mu}{\rho \omega d^2} \right),$$

где d – расстояние от твердой стенки.

Коэффициенты SST модели определяются в виде:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2, \quad \phi = \sigma_k, \sigma_w, \gamma_s, \beta.$$

Остальные величины являются константами модели и представлены в таб. 2.

σ_{k_1}	σ_{k_2}	σ_{w_1}	σ_{w_2}	β_1	β_2	γ_{s_1}	γ_{s_2}	β^*	α	α_1	α_2	α_3
0.85	1.0	0.5	0.856	0.075	0.0828	5/9	0.44	0.09	0.31	1.0	0.4	0.2

Таблица 2. Константы модели SST

Граничные условия для k и ω уравнений (3)–(4) задаются следующим образом [12]:

- на твердой стенке: $k = 0$, $\omega = \frac{60\mu}{\rho\beta_1(\Delta y_1)^2}$, где Δy_1 – величина первого пристеночного шага сетки;
- на выходной границе: k и ω экстраполируются на границу из внутренних точек области;
- на входной границе: полагается, что известны μ_t и \mathcal{T}_u (интенсивность турбулентности в набегающем потоке, в %), тогда:

$$k = \frac{3}{2} \left(\frac{1}{100} \mathcal{T}_u |\mathbf{u}| \right)^2, \quad \omega = \frac{\rho k}{\mu_t}.$$

В качестве начальных условий используются параметры набегающего потока.

2.4 Формулы для моделирования пограничного слоя заданной толщины

Как показывает практика натуральных и численных экспериментов [1, 4, 15–17], характеристики ПС на входе в канал (в частности, и воздухозаборник) оказывают существенное влияние на формирование и структуру псевдоскачка. В настоящей работе для формирования профиля ПС заданной толщины в конкретном сечении на входе в воздухозаборник использовался следующий подход, основанный на известных формулах для ПС на толстой пластине совместно с модификацией из работы [17].

Пусть ось Ox направлена вдоль, ось Oy – поперек, ось Oz – в трансверсальном направлении относительно пластины. Рассмотрим плоскопараллельное обтекание пластины набегающим потоком со скоростью u_∞ , см. рис. 2.

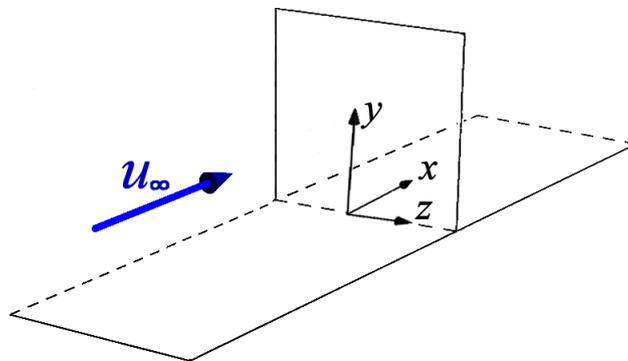


Рис. 2. Схематичный вид задачи об обтекании пластины

Будем считать, что вдоль сечения $x = \text{const}$ давление постоянно, продольная компонента скорости имеет степенную зависимость, температура находится согласно предложенной Walz формуле, и по ней из уравнения состояния пересчитывается плотность, т.е.

$$\begin{aligned}
 p(y) &= p_\infty, \\
 u(y, \delta) &= u_\infty \left(\frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}}, \\
 T(y, \delta) &= T_\infty \left[r \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \left(1 - \left(\frac{u(y, \delta)}{u_\infty} \right)^2 \right) + 1 \right], \\
 \rho(y, \delta) &= \frac{p(y)}{RT(y, \delta)}.
 \end{aligned}$$

Здесь δ – заданная толщина моделируемого ПС, координата y представляет собой расстояние до пластины, $r = 0.89$ – постоянная восстановления потока [17].

В такой постановке трансверсальная компонента скорости w может быть положена равной нулю (т.е. рассматривается эффективно двумерная задача), а поперечная компонента вектора скорости v находится интегрированием из уравнения неразрывности. Для этого необходимо предварительно привести $u(y, \delta)$, $\rho(y, \delta)$ к виду $u(x, y)$, $\rho(x, y)$. Для ПС на толстой пластине известна зависимость [17]

$$\frac{\delta}{x} = 0.382 \text{Re}_x^{-\frac{1}{5}}, \quad \text{Re}_x = \frac{\rho_\infty u_\infty x}{\mu_\infty}.$$

Выражая отсюда $\delta(x)$, можно посчитать $u(x, y)$, и далее $T(x, y)$, $\rho(x, y)$, откуда

$$\left. \frac{\partial \rho u}{\partial x} \right|_{(x,y)} \approx \frac{\rho(x + h_x, y) u(x + h_x, y) - \rho(x, y) u(x, y)}{h_x},$$

и тогда v приближенно находится численным интегрированием из уравнения неразрывности:

$$\frac{\rho(x, y + h_y) v(x, y + h_y) - \rho(x, y) v(x, y)}{h_y} = - \left. \frac{\partial \rho u}{\partial x} \right|_{(x,y)},$$

для которого на пластине ставится условие прилипания $v(x, 0) = 0$.

При использовании моделей турбулентности для правильного моделирования пограничного слоя необходимо соответствующим образом пересчитывать модельные переменные. Для этих целей сначала по полученному ранее

распределению основных переменных при фиксированном δ моделируется величина турбулентной вязкости μ_t с помощью алгебраической модели Себеси–Смита [18]:

$$\mu_t = \begin{cases} \mu_{t,i}, & y \leq y_m \\ \mu_{t,o}, & y > y_m \end{cases},$$

где y_m определяется равенством $\mu_{t,i}|_{y_m} = \mu_{t,o}|_{y_m}$. Величина турбулентной вязкости во внутренней области (ламинарном подслое) определяется по формуле

$$\mu_{t,i} = \rho l_{mix}^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2},$$

где

$$l_{mix} = ky \left(1 - e^{-y^+/A^+} \right), \quad k = 0.4, \quad A^+ = 26,$$

$$y^+ = y u_\tau \frac{\rho_\infty}{\mu_\infty}, \quad u_\tau = 0.1162 u_\infty \text{Re}_x^{-1/14}.$$

Величина турбулентной вязкости во внешней области задается соотношением

$$\mu_{t,o} = \rho \alpha u_\infty \delta_v^* F_{kleb}, \quad \alpha = 0.0168,$$

$$F_{kleb} = \left(1 + 5.5 \left(\frac{y}{\delta} \right)^6 \right)^{-1}, \quad \delta_v^* = \int_0^\delta (1 - u/u_\infty) dy,$$

где δ_v^* находится численным интегрированием.

После того как μ_t определено, модельная переменная $\tilde{\nu}$ модели SA вычисляется из уравнения

$$\tilde{\nu}^4 - a\tilde{\nu}^3 - b = 0, \quad a = \frac{\mu_t}{\rho}, \quad b = \frac{\mu_t \mu^3 C_{v_1}^3}{\rho^4},$$

а переменные k и ω модели SST – согласно следующим формулам [18]:

$$\omega = \frac{7}{8\sqrt{\beta^*}} \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|, \quad k = \omega \frac{\mu_t}{\rho},$$

где C_{v_1}, β^* – соответствующие моделям константы.

Следует отметить, что за границей ПС все параметры течения фиксировались равными соответствующим значениям на границе ПС.

3 Результаты расчетов

Представленные в предыдущих разделах уравнения легли в основу математической модели комплекса программ, реализованных на языках программирования Fortran и C/C++ с использованием интерфейса параллельного программирования MPI. Аппроксимация по пространству проводилась методом конечных объемов со схемами реконструкции 2-го (TVD) или 3-го (WENO3) порядка точности, для аппроксимации по времени использовались как явная, так и неявная схема (на основе метода LU-SGS [19]). Расчеты проводились в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН на суперкомпьютере К-100 [8].

В качестве модельной задачи использовались данные из натурального эксперимента J. Wagner [15], в котором исследовалось гиперзвуковое течение в модельном воздухозаборнике, см. рис. 3.

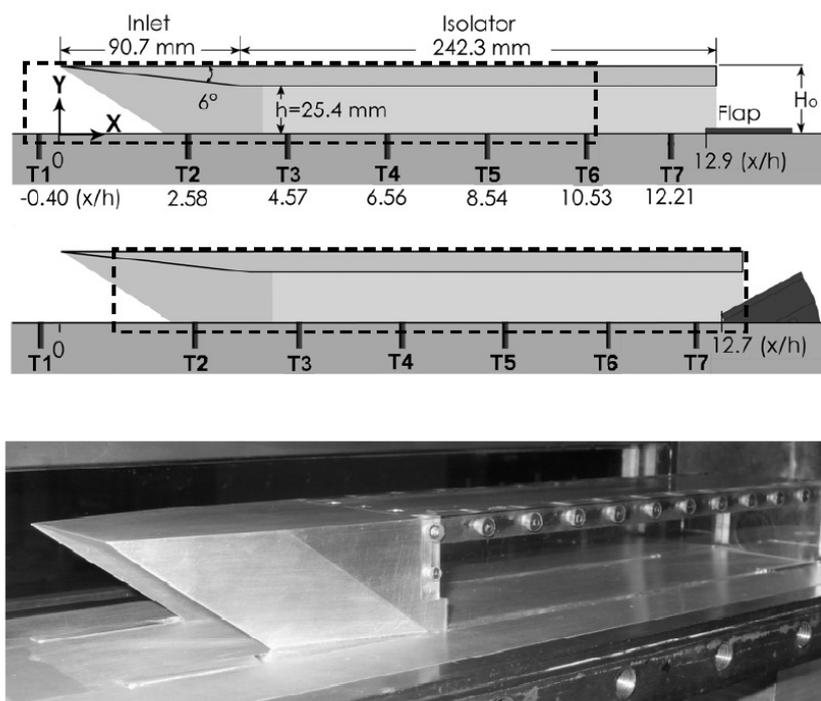


Рис. 3. Экспериментальная установка J. Wagner [15]

Начальное сжатие осуществляется входной рампой с углом наклона 6° , изолятор представляет собой протяженный прямоугольный тракт размерами $243.2 (l) \times 50.8 (w) \times 25.4 (h)$ мм. Для изучения процесса «незапуска» воздухозаборника в конце изолятора установлена специальная пластина, поднятие которой до определенного угла инициировало запуск потока (в текущей работе вместо поднятия пластины пластины используется энерговложение).

Параметры набегающего потока во входном сечении в воздухозаборник, а также давление торможения p_0 и температура торможения T_0 , представлены в таб. 3

M_∞	Re_∞	δ	$T_0, \text{ K}$	$p_0, \text{ МПа}$
4.9	$1.26 \times 10^6 h^{-1}$	$0.76 h$	333.15	2.433

Таблица 3. Параметры потока в эксперименте

В настоящей работе для проведения расчетов использовалось несколько сеток разной размерности и степени детализации, а также размеров области перед воздухозаборником. Самая подробная модель была трехмерной и насчитывала порядка 15 млн. ячеек. Общий вид этой модели (с показанным распределением давления для одного из расчетов) представлен на рис. 4.

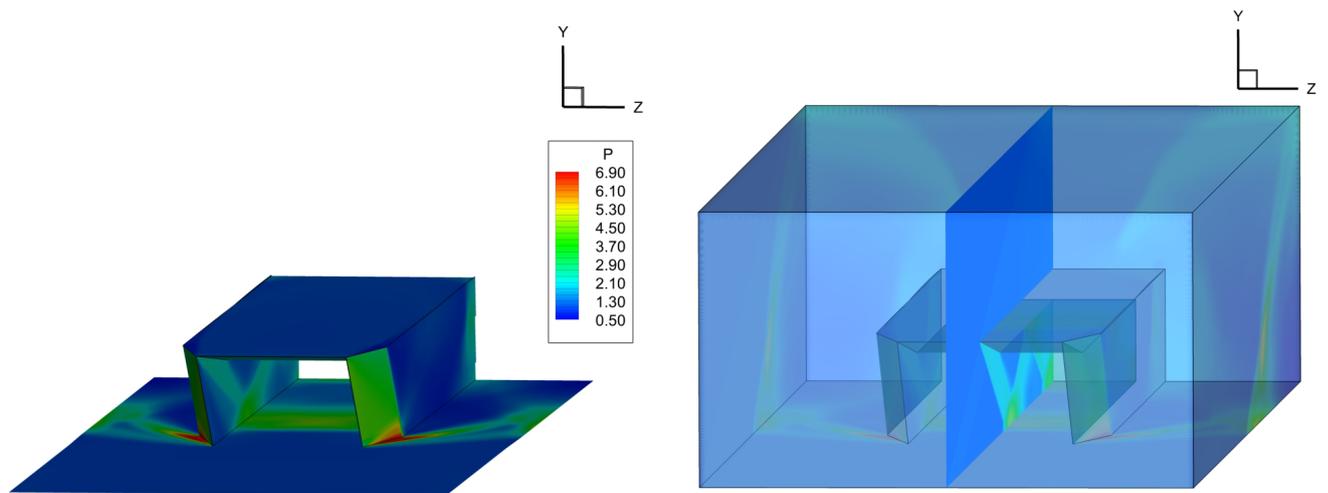


Рис. 4. Общий вид расчетной 3D модели

3.1 Формирование стационарного псевдоскачка

В данной серии расчетов рассматривается задача о формировании стационарного псевдоскачка в канале модельного воздухозаборника (без наличия противодавления на выходе), проводится исследование влияния толщины ПС во входном сечении на характер течения. В оригинальном эксперименте Wagner [15], см. таб. 3, наблюдаемый ПС на входе в воздухозаборник имел толщину $\delta = 0.76 h$, т.е. порядка 55% высоты входного сечения. Шлирен фотографии стационарного течения приведена на рис. 5.

В первой серии расчетов в двумерной постановке для получения толстого ПС рассматривалась задача с дополнительной протяженной областью (порядка $100 h$) перед воздухозаборником. Ширина получившегося таким образом ПС с моделями SA, и SST составила около $\delta \approx 0.8 h$. Распределение посчитанного поля давления (показана только соответствующая эксперименту область с нанесенным расположением датчиков) приведено на рис. 6.

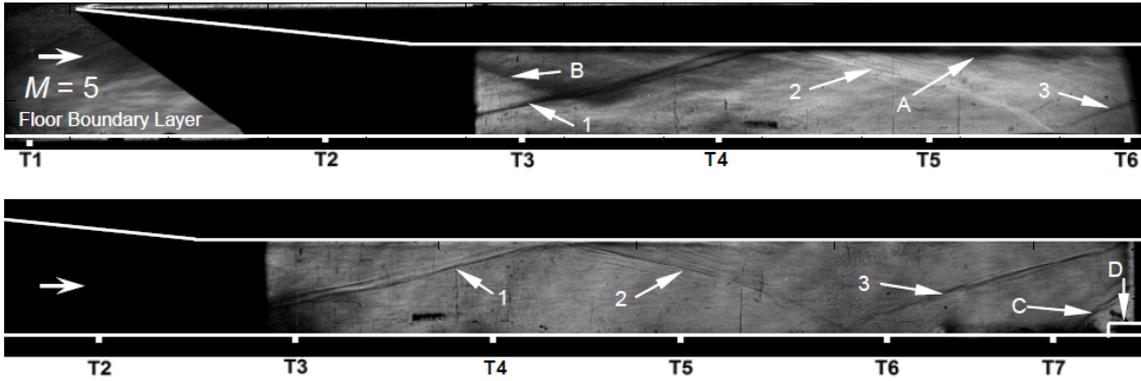


Рис. 5. Шлирен фотография стационарного течения

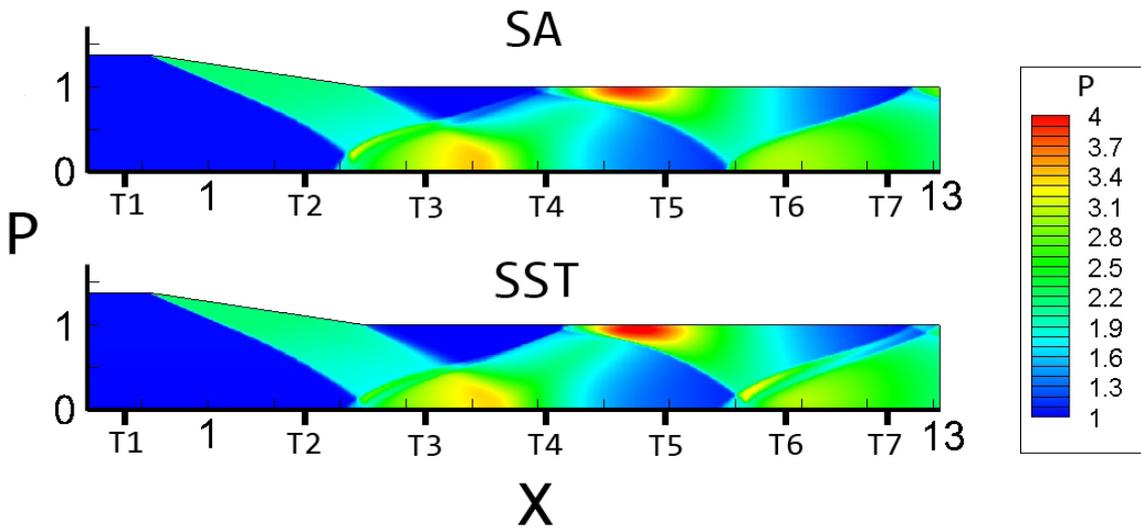


Рис. 6. Распределение поля давления в 2D расчетах с дополнительной областью перед входом в воздухозаборник. Модели турбулентности SA и SST

Видно, что в обоих случаях положение ударных волн в псевдоскачке качественно совпадает со шлирен фотографией натурального эксперимента. Более точное сравнение с экспериментом можно провести на данных о нормированном давлении p/p_∞ на нижней стенке воздухозаборника в плоскости симметрии. На рис. 7 приведены соответствующие графики, где ромбиками обозначены данные натурального эксперимента, прерывистой линией – результаты из работы [20], сплошной линией – результаты текущих расчетов. Черным цветом обозначено распределение из расчета без дополнительной области (помимо стандартных $6h$ [20]) перед воздухозаборником; толщина получившегося при такой постановке ПС на входе составляет $\delta \approx 0.1h$. Как видно из рис. 7, толщина ПС на входе заметно влияет на положение скачков: чем шире ПС, тем ближе ко входу смещается система ударных волн. При этом результаты

расчетов показывают приемлемое совпадение как с экспериментом, так и с данными из работы [20], в которой утверждается, что несоответствие в пиковых значениях объясняется существенной трехмерностью задачи, а именно – влиянием боковых стенок воздухозаборника.

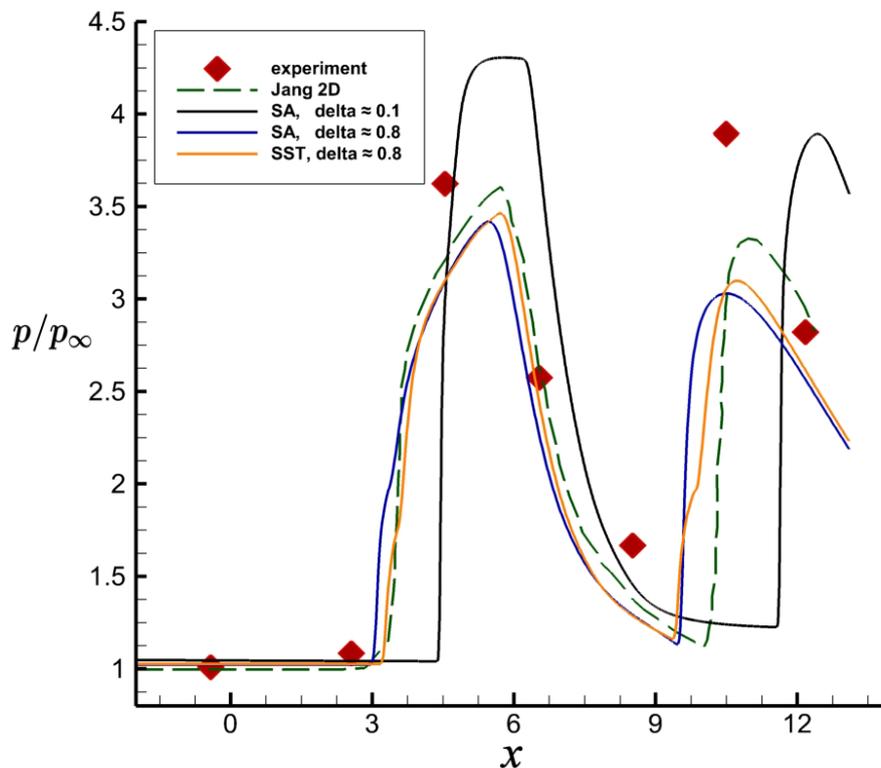


Рис. 7. Сравнение нормированного давления на нижней стенке воздухозаборника в эксперименте и в 2D расчетах с дополнительной областью перед входом в воздухозаборник

Следующая серия расчетов была посвящена моделированию ПС заданной толщины с помощью формул из раздела 2.4. Полученные характеристики ПС сравнивались с аналогичными параметрами из представленных выше расчетов с дополнительной областью перед воздухозаборником. На рис. 8–9 представлены соответствующие результаты при $\delta = 0.76 h$ для продольной u и поперечной v компонент скорости, плотности ρ и турбулентной вязкости μ_t , переменных моделей турбулентности SA и SST $\tilde{\nu}, k, \omega$ в зависимости от координаты y (совпадающей с расстоянием до нижней стенки). Видно, что в целом смоделированные величины (обозначенные как «BLM») соответствуют данным из расчетов, при этом полученное распределение турбулентной вязкости находится между расчетными распределениями.

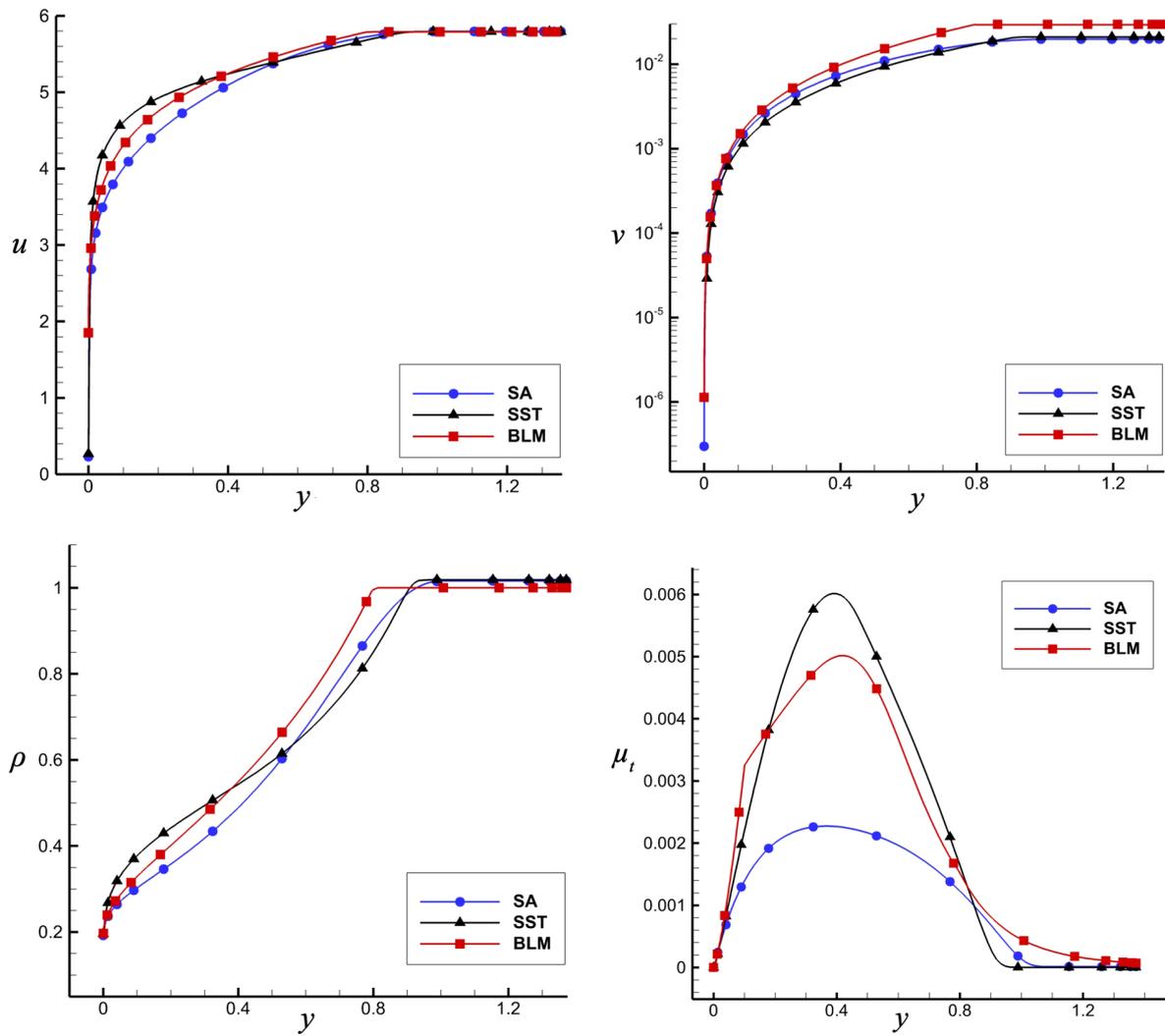


Рис. 8. Сравнение основных характеристик смоделированного при $\delta = 0.76 h$ ПС с данными из расчета

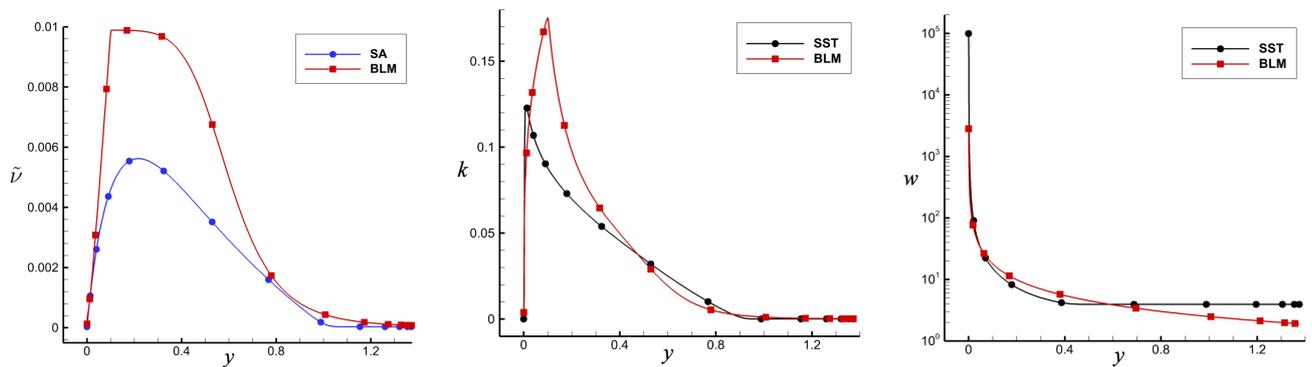


Рис. 9. Сравнение переменных моделей турбулентности смоделированного при $\delta = 0.76 h$ ПС с данными из расчета

На рис. 10 приведено сравнение нормированного давления p/p_∞ на нижней стенке воздухозаборника в эксперименте и в 2D расчетах со смоделированным при $\delta = 0.76 h$ ПС, параметры которого используются далее в расчетах в качестве заданного набегающего потока. Как и на рис. 7, ромбиками обозначены данные натурального эксперимента, прерывистой линией – результаты из работы [20], сплошной линией – результаты текущих расчетов. Хорошо видно, что смоделированный ПС позволяет получить адекватное совпадение с данными эксперимента и из [20], возможно даже лучшее, чем в расчетах с дополнительной областью перед воздухозаборником за счет того, что здесь $\delta = 0.76 h$ априори задан, а в расчетах с дополнительной областью составляет $\delta \approx 0.8 h$. При этом в целом полученные результаты в обоих случаях очень близки, что видно из сравнения рис. 7 и рис. 10. Таким образом, использование предложенных формул для моделирования ПС заданной толщины позволяет без видимой потери точности существенно сократить вычислительные затраты на расчет.

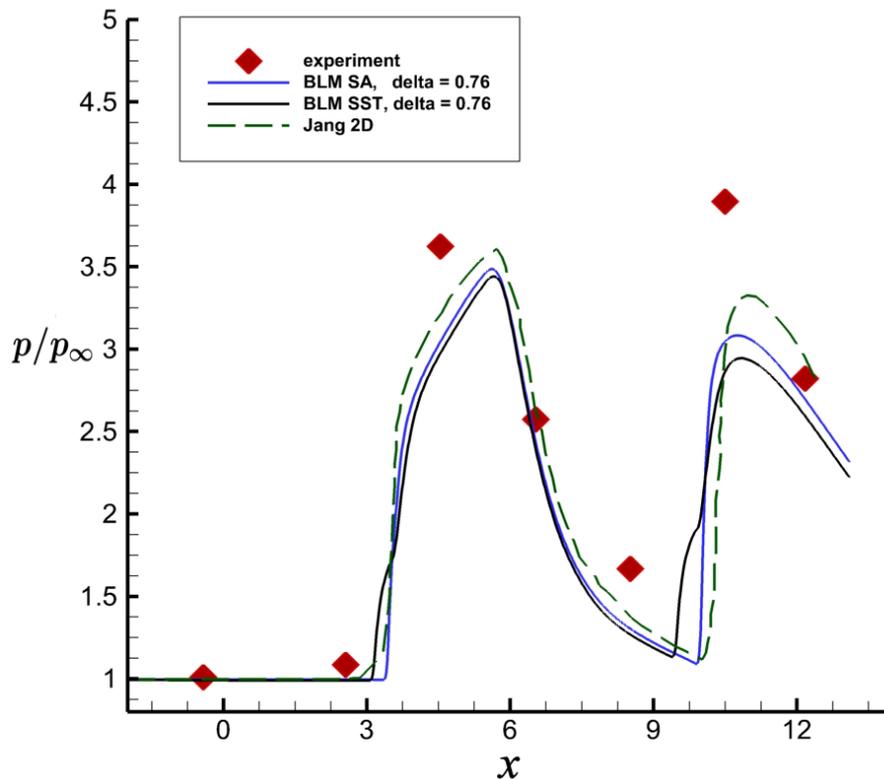


Рис. 10. Сравнение нормированного давления на нижней стенке воздухозаборника в эксперименте и в 2D расчетах со смоделированным ПС

На рис. 11 приведено сравнение распределения нормированного давления p/p_∞ на нижней стенке воздухозаборника в центральном сечении без заранее сформированного ПС для 2D и 3D расчетов с моделью турбулентности SA. Видно, что в 3D расчете за счет влияния боковых стенок давление несколько

выше. В обоих расчетах положение пиков ударных волн в псевдоскачке совпадает, что позволяет сделать вывод о качественном совпадении результатов 2D и 3D расчетов и в случае других значений толщины ПС на входе, однако на данном этапе такие расчеты не проводились.

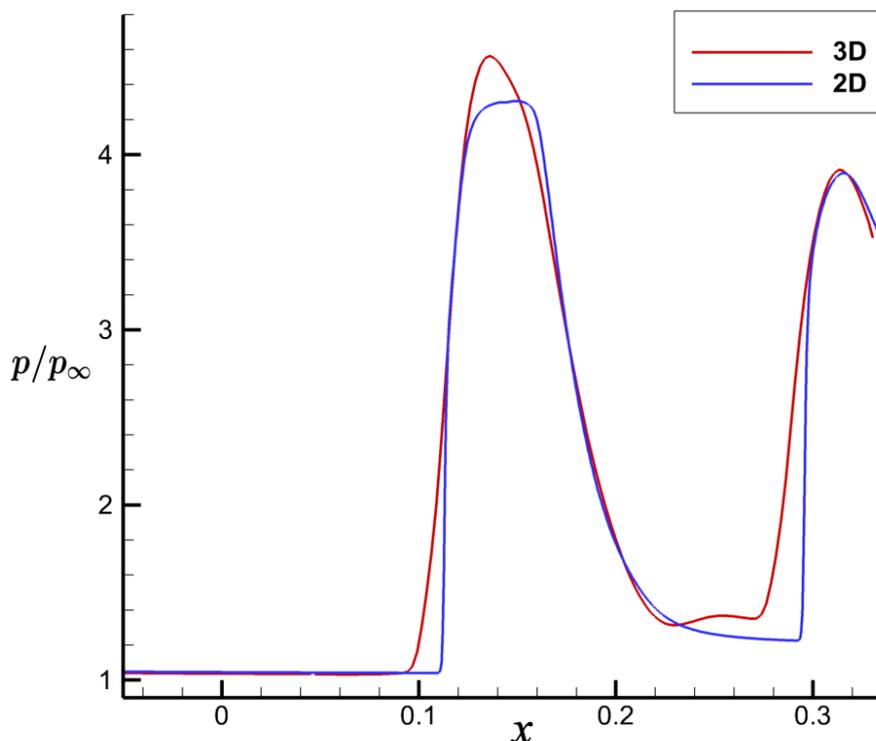


Рис. 11. Сравнение нормированного давления на нижней стенке воздухозаборника в 2D/3D расчетах

3.2 Формирование нестационарного псевдоскачка

В данной серии расчетов рассматривается задача о формировании нестационарного псевдоскачка в канале модельного воздухозаборника, которое инициируется созданием противодавления на выходе из воздухозаборника. Большинство работ по данной тематике [1, 15, 16, 20, 21] моделирует возникновение противодавления изменением геометрии выходного сечения. Этот подход при практическом проектировании требует согласования возникающего с помощью измененной геометрии противодавления с реальным противодавлением, связанным с горением топлива.

В настоящей работе предлагается моделировать противодавление с помощью соответствующего вложения энергии на выходе из воздухозаборника, реализуемого с помощью источника в правой части системы осредненных уравнений Навье-Стокса (см. раздел 2.1). Для расчетов использовалась

следующая постановка: вначале рассчитывалось стационарное течение в воздухозаборнике, после чего инициировалось энерговыделение; при этом считалось, что энергия вкладывается мгновенно на каждом временном шаге; энерговыделение осуществлялось на выходе из воздухозаборника с объемом (площадью для 2D расчетов) вложения порядка $1.0 h^3 (h^2)$; максимально возможное количество вкладываемой энергии рассчитывалось исходя из расхода воздуха на входе в модель и предположения о стехиометрическом составе (теоретически сформированной) смеси; в качестве параметров топлива бралась теплотворная способность топлива Т-6 [22], используемого в сверхзвуковой авиации.

На рис. 12 представлено распределение числа Маха в 2D расчете с $\delta = 0.76 h$ для ПС в набегающем потоке и мощностью источника энерговыложения, равной 50% от максимальной (согласно описанной выше постановке) в последовательные моменты времени (сверху вниз). При этом на самом нижнем рисунке показано новое установившееся распределение, т.е. в данном случае запираания потока не происходит.

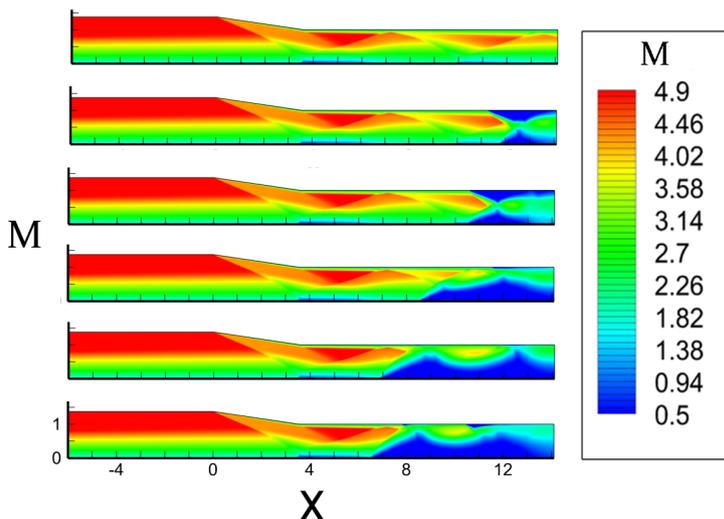


Рис. 12. Распределение числа M в последовательные моменты времени (сверху вниз) при $w = 0.5 w_{\max}$

Напротив, на рис. 13 представлен вариант аналогичного 2D расчета, в котором наблюдается эффект запираания потока. Единственное отличие от предыдущего рассмотренного случая в параметрах задачи состоит в количестве вкладываемой энергии, которое берется равным максимальному в рамках постановки. При этом стационарный режим не формируется и возмущения продолжают распространяться против течения.

Аналогичная ситуация наблюдается и в трехмерных расчетах. На рис. 14 представлено распределение числа Маха в центральном сечении в 3D расчете

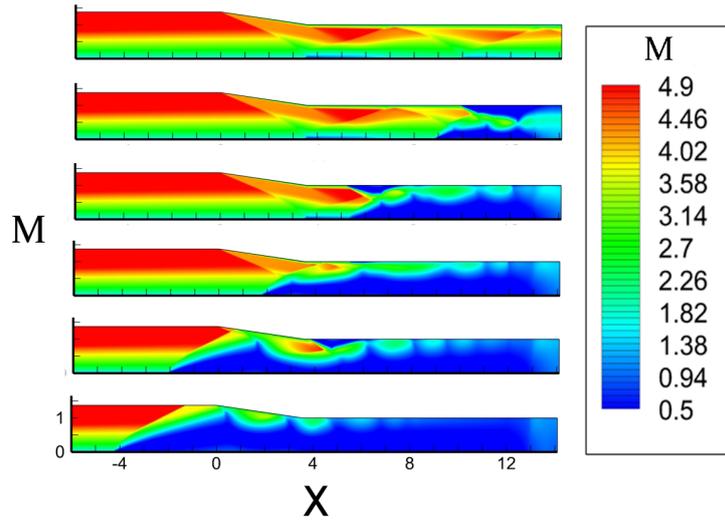


Рис. 13. Распределение числа M в последовательные моменты времени (сверху вниз) при $w = w_{\max}$

без дополнительного моделирования ПС на входе в воздухозаборник и мощностью источника энергоснабжения, равной 70% от максимальной (согласно описанной выше постановке), в последовательные моменты времени (сверху вниз). В данном случае ситуация качественно совпадает с изображенной на рис. 12, запирания потока не наблюдается, однако стабилизация псевдоскачка происходит значительно ближе к входному сечению воздухозаборника.

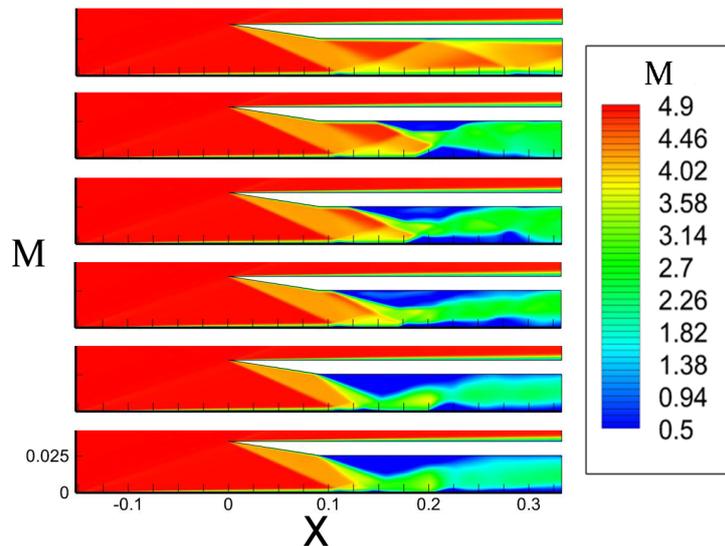


Рис. 14. Распределение числа M в последовательные моменты времени (сверху вниз) при $w = 0.7 w_{\max}$

4 Заключение

В работе представлены результаты численного моделирования формирования псевдоскачка в канале воздухозаборника модельного тракта прямооточного воздушно-реактивного двигателя в двумерной и трехмерной постановках.

Проведено исследование влияния параметров потока, таких как толщина пограничного слоя на входе и противодавление на выходе из воздухозаборника, на характер течения внутри воздухозаборника. Моделирование пограничного слоя заданной толщины проводилось с помощью выведенных аналитических формул совместно с численным интегрированием; противодавление моделировалось с помощью вложения энергии в поток.

В работе показано, что смоделированный с помощью формул пограничный слой адекватно отображает пограничный слой, формирующийся при реальных условиях. Установлено, что правильный учет его характеристик существенно влияет на положение ударных волн в псевдоскачке, что критически важно при сравнении с натурным экспериментом. Также в настоящей работе приводятся некоторые результаты численного моделирования возникновения такого явления, как «незапуск» воздухозаборника, проявляющегося при запираии потока. Для инициации этого явления использовалась согласованная схема вложения энергии в поток.

Список литературы

- [1] О.В. Гуськов, В.И. Копченков, И.И. Липатов, В.Н. Острась, В.П. Старухин. Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах. М.: ФИЗМАЛИТ, 2008.
- [2] J. Anderson. Hypersonic and high-temperature gas dynamics, Second edition, AIAA, 2006.
- [3] D. Andreadis. Scramjet Engines Enabling the Seamless Integration of Air & Space Operations // The Industrial Physicist, August/September 2004.
- [4] В.А. Забайкин. Управление псевдоскачком нестационарным воздействием // Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2011, Т.12. 7 с. <http://chemphys.edu.ru/issues/2011-12/articles/353/>
- [5] R.C. Mutzman, J.S. Murphy. X-51 Development: A Chief Engineer's Perspective // 17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 13 April 2011.
- [6] C. Peebles. Road to Mach 10: Lessons learned from the X-34A flight research program, AIAA, 2008.
- [7] А.Л. Железнякова, С.Т. Суржигов. На пути к созданию модели виртуального ГЛА. I. М.: ИПМех РАН, 2013.
- [8] Гибридный вычислительный кластер К-100. <http://www.kiam.ru/MVS/resources/k100.html>
- [9] Л.В. Быков, А.М. Молчанов, М.А. Щербаков, Д.С. Янышев. Вычислительная механика сплошных сред в задачах авиационной и космической техники. М.: ЛЕНАНД, 2015, 688 с.
- [10] S.R. Allmaras, F.T. Johnson and P.R. Spalart, "Modifications and Clarifications for the Implementation of the Spalart-Allmaras Turbulence Model Senenth International Conferecnce on CFD (ICCFD7), Big Island, Hawaii, 9-13 July 2012.
- [11] J.R. Edwards, S. Chandra. Comparison of Eddy Viscosity-Transport Turbulence Models for Three-Dimensional, Shock-Separated Flowfields // AIAA Journal. 1996. Vol. 34, no. 4. P. 756–763.
- [12] А.В. Гарбарук, М.Х. Стрелец, М.Л. Шур. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений: учебное пособие // СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2012, 88 с.

- [13] F.R. Menter, M. Kuntz and R. Langtry. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model // *Turbulence, Heat and Mass Transfer* 4, ed: K. Hanjalic, Y. Nagano and M. Tummers, Begell House, Inc., 2003, pp. 625–632.
- [14] Y.B. Suzen and K.A. Hoffmann. Investigation of Supersonic Jet Exhaust Flow by One- and Two-Equation Turbulence Models // *AIAA Paper No.98-0322*, 1998.
- [15] J.L. Wagner. Experimental studies of unstart dynamics in inlet/isolator configurations in a Mach 5 flow // *PhD Thesis, The University of Texas at Austin*, 2009.
- [16] H. Koo, V. Raman. Large-eddy simulation of a supersonic inlet-isolator // *AIAA Journal*, 2012, Vol. 50, № 7, Pp. 1596–1613.
- [17] S. Xu, M.P. Martín. Assessment of inflow boundary conditions for compressible turbulent boundary layers // *Physics of Fluids*, 2004, 16 (7).
- [18] David C. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD (Third Edition)*. DCW Industries, Inc., 2006.
- [19] В.Е. Борисов, А.А. Давыдов, И.Ю. Кудряшов, А.Е. Луцкий, И.С. Меньшов. Параллельная реализация неявной схемы на основе метода LU-SGS для моделирования трехмерных турбулентных течений // *Математическое моделирование*, 2014, Т.26, № 10, С. 64–78.
- [20] I. Jang, R. Pecnik, P. Moin. A numerical study of the unstart event in an inlet/isolator model // *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs*, 2010, Pp. 93–103.
- [21] В.Т. Жуков [и др.] Исследование картины течения в модельном тракте двигателя высокоскоростного летательного аппарата // *Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша*. 2015. № 5. 23 с.
- [22] *Топлива, смазочные материалы, технические жидкости. Ассортимент и применение: Справочник*. 2-е изд. Под ред. В.М. Школьников. М.: Химия, 1999.

Содержание

1	Введение	3
2	Математическая модель	4
2.1	Основные уравнения	4
2.2	Модель турбулентности Спаларта-Аллмараса	6
2.3	Модель турбулентности SST Ментера	7
2.4	Формулы для моделирования ПС заданной толщины	9
3	Результаты расчетов	12
3.1	Формирование стационарного псевдоскачка	13
3.2	Формирование нестационарного псевдоскачка	18
4	Заключение	21
	Литература	22