

УДК 533.697.3

Э. Г. ГИМРАНОВ, В. Г. МИХАЙЛОВ, Л. Р. АХМЕТШИНА

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

Предложен теоретический метод расчета основных параметров сильного взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем, основанный на гипотезе о постоянстве диссипации механической энергии в поперечном сечении канала при протекании газа области взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем и прямого скачка уплотнения (для идеального течения газа) при одинаковых значениях числа Маха $M_{\delta 1}$ внешнего невозмущенного потока. Метод проиллюстрирован на примере расчета области взаимодействия первой X-образной волновой структуры течения типа псевдоскачка с турбулентным пограничным слоем. Скачки уплотнения; турбулентный пограничный слой; сильное взаимодействие; интегральный метод расчета; псевдоскачок

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- h — полувысота канала;
 M — число Маха;
 Cr — число Крокко;
 P — давление;
 ρ — плотность;
 V — скорость;
 $q(Cr_{\delta}), y(Cr_{\delta})$ — газодинамические функции;
 T — температура;
 h^0 — удельная энтальпия;
 C_p — коэффициент удельной теплоемкости при постоянном давлении;
 δ^* — толщина вытеснения;
 δ^{***} — толщина потери энергии;
 k — показатель адиабаты;
 b — величина отхода косога скачка;
 x, y — продольная и поперечная координаты;
 σ — коэффициент восстановления полного давления.
 Индексы:
 δ — параметры на границе вязкого слоя;
 1, 2, 3 — расчетные сечения;
 0 — параметры торможения.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем продолжает оставаться одной из актуальных и сложных задач газовой динамики. Подоб-

ные взаимодействия наблюдаются при внешнем течении около плохообтекаемых и выступающих над поверхностью частей летательного аппарата при полете со сверхзвуковой скоростью и при внутреннем течении: в сверхзвуковых диффузорах аэродинамических труб [1]; во входных устройствах ПВРД [2]; при нерасчетном истечении из сверхзвукового сопла [3]; в диффузорах газодинамических лазеров [4]; в сверхзвуковых решетках компрессоров [5] и в других газодинамических устройствах.

Наличие турбулентного пограничного слоя на обтекаемой поверхности или на стенке канала при сверхзвуковых скоростях делает невозможным простой переход от сверхзвукового к дозвуковому течению на прямом скачке уплотнения. В реально существующих вязких течениях торможение сверхзвукового потока осуществляется в системе скачков уплотнения сложной конфигурации с отрывом потока от стенки.

На рис. 1 и 2 показаны картины внешнего и внутреннего течения газа без учета и с учетом влияния турбулентного пограничного слоя.

Как видно из сравнения рис. 1, а и 2, а, картины взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем внешне существенно различны. При течении сверхзвукового идеального газа для аналогичных условий (рис. 1, б и 2, б) имеет место единый тип течения — прямой скачок уплотнения.

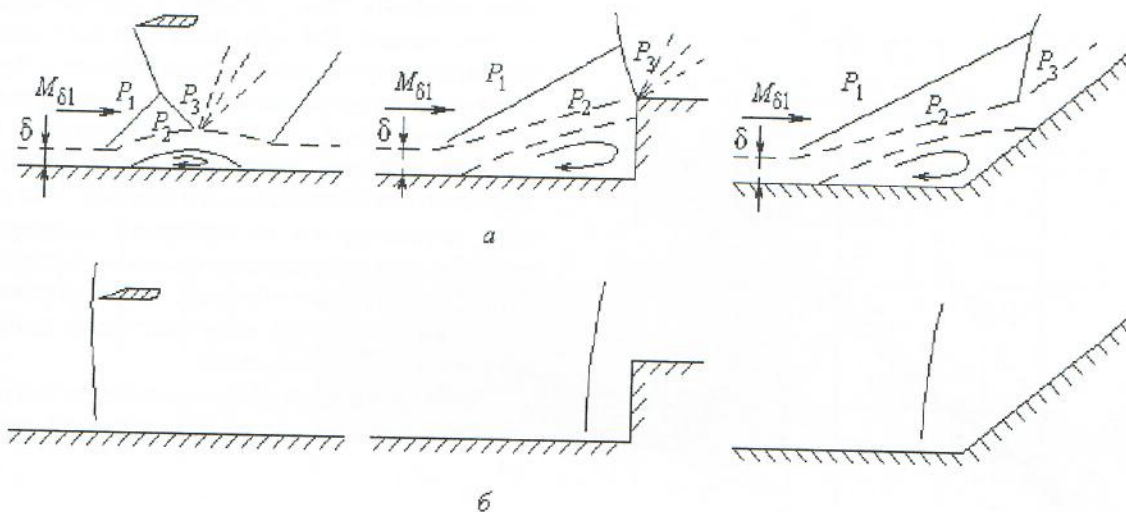


Рис. 1. Условные схемы внешнего сверхзвукового течения на пластине, при обтекании ступеньки и тупого угла: а — при вязком истечении газа; б — при течении идеального газа

При всей внешней несхожести рассмотренных вязких течений в области взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем опытные данные показывают, что один из основных параметров взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем — критическое отношение давлений (P_2/P_1) — не зависит от вида взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем, его интенсивности и числа Рейнольдса, а определяется значением числа Маха $M_{\delta 1}$ внешнего невозмущенного потока.

В связи с тем, что до настоящего времени не было разработок теоретического об-

основания перестройки картины течения от прямого скачка уплотнения при идеальном движении газа в сложную волновую структуру при наличии турбулентного пограничного слоя, большой интерес проявлялся к различным эмпирическим и полуэмпирическим методам расчета основных параметров взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем.

На рис. 3 приведены экспериментальные значения для критического отношения давлений, полученные авторами в [6], и сплошными линиями показаны значения этого отношения, вычисленные по следующим эмпирическим формулам:

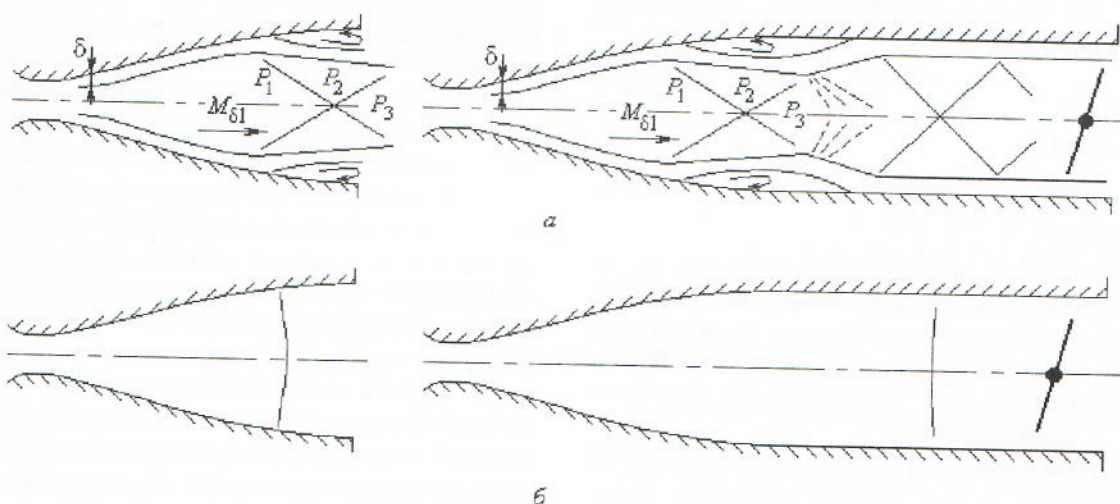


Рис. 2. Условные схемы внутреннего сверхзвукового течения при нерасчетном режиме работы сверхзвукового сопла и при дросселировании короткого канала, присоединенного к сверхзвуковому соплу: а — при вязком истечении газа; б — при течении идеального газа

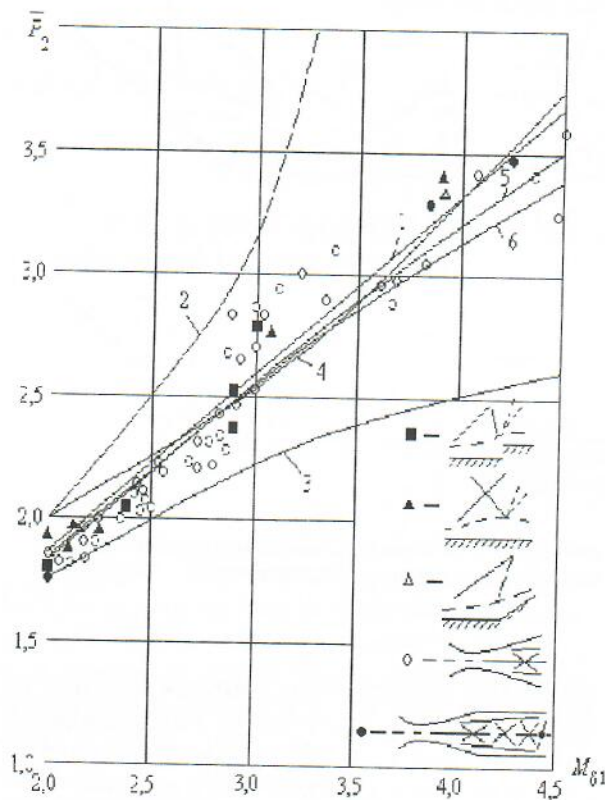


Рис. 3. Зависимости критического перепада давлений от числа $M_{\delta 1}$

- $\frac{P_2}{P_1} = 0,515 + 0,675M_{\delta 1}$ — кривая 1 (Ю. А. Панов, А. И. Швец [7]);
- $\frac{P_2}{P_1} = 1 + 0,25M_{\delta 1}^2$ — кривая 2 (Х. Эгинк [8]);
- $\frac{P_2}{P_1} = \frac{0,506kM_{\delta 1}^2}{2+(k-1)M_{\delta 1}^2} + 1$ — кривая 3 (А. Магер [9]);
- $\frac{P_2}{P_1} = 1 + 0,2 \frac{kM_{\delta 1}^2}{(M_{\delta 1}^2 - 1)^{1/4}}$ — кривая 4 (И. П. Некрасов [6]);
- $\frac{P_2}{P_1} = \left[\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_{\delta 1}^2}{1 + 0,64 \frac{k-1}{2} M_{\delta 1}^2} \right]^{\frac{k}{k-1}}$ — кривая 5 (Г. Гедда [10]);
- $\frac{P_2}{P_1} = 1 + 0,5M_{\delta 1}$ — кривая 6 (Зукоски [11]).

Недостаток эмпирических методов расчета критического отношения давлений заключается в получении расчетных зависимостей путем экстраполяции результатов конкретных экспериментов, что приводит к ограничению их применения.

Авторами данной работы предлагается теоретический метод расчета основных параметров взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем. Существенным в рассматриваемом методе является предположение о постоянстве диссипа-

ции механической энергии в поперечном сечении канала при прохождении газа области взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем и прямого скачка уплотнения (для идеального течения газа) при одинаковых значениях числа Маха $M_{\delta 1}$ внешнего невозмущенного потока. Эта гипотеза основывается на принципе наименьшего действия, сформулированного Онзагером в [12] следующим образом: «При стационарных процессах в открытых системах диссипация энергии минимальна».

Цель настоящей работы заключается в расчетной проверке правильности этой гипотезы.

1. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Основной вопрос, который ставился при разработке метода, сводился к следующему: пусть при идеальном течении газа установилась плоская ударная волна, за которой в поперечном сечении канала, согласно второму закону термодинамики, имеют место необратимые потери механической энергии. Спрашивается: какова величина потерь механической энергии будет иметь место в аналогичном течении при наличии турбулентного пограничного слоя?

При наличии на стенке канала турбулентного пограничного слоя повышение давления за прямым скачком уплотнения передается вверх по потоку по дозвуковой части турбулентного пограничного слоя. Это приводит к торможению газа в пограничном слое, его утолщению, образованию больших градиентов давления, приводящих к отрыву турбулентного пограничного слоя. Утолщение и отрыв турбулентного пограничного слоя сопровождаются увеличением диссипации механической энергии в вязком слое, в результате чего в области за прямым скачком уплотнения суммарные потери механической энергии в поперечном сечении канала в вязком слое и невязком течении за скачком уплотнения увеличиваются. Система прямой скачок уплотнения плюс претерпевший возмущения турбулентный пограничный слой стремится перейти к устойчивому состоянию с меньшей диссипацией механической энергии. Уменьшение потерь механической энергии осуществляется путем перехода торможения невязкого сверхзвукового потока в прямой скачке уплотнения к торможению в системе косых скачков уплотнения: слабый + слабый косой скачок уплотнения или слабый + сильный косой скачок уплотнения. Точка отрыва

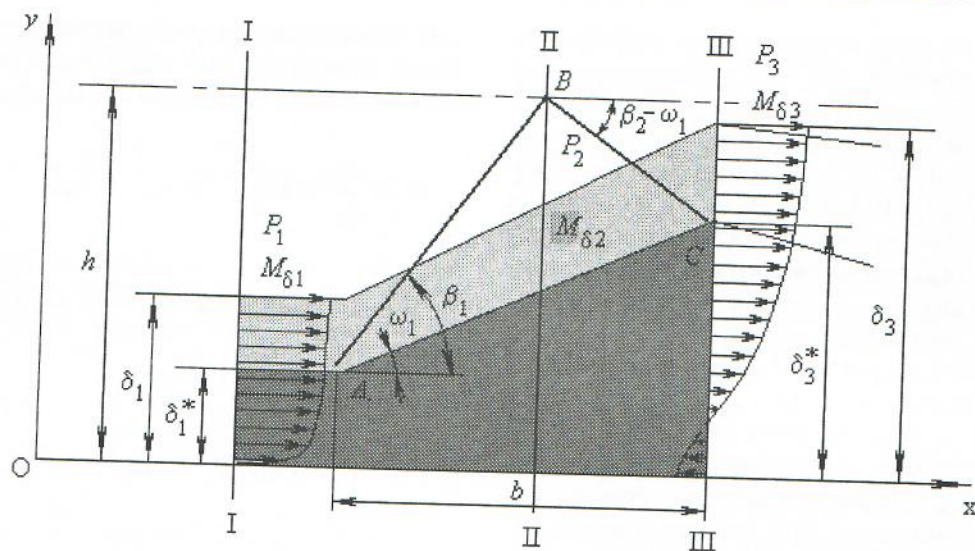


Рис. 4. Расчетная схема течения в области взаимодействия системы косых скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем

ва турбулентного пограничного слоя, в силу механизма передачи давления, движется вверх по потоку, пока интенсивность косых скачков уплотнения не достигнет величины, при которой диссипация механической энергии в системе «косые скачки уплотнения + турбулентный пограничный слой» не станет вновь устойчиво минимальной (как в прямом скачке уплотнения). При этом образуется характерная картина течения, приведенная на рис. 1, а и 2, а. Образовавшаяся система «косые скачки уплотнения + турбулентный пограничный слой» обладает свойством устойчивости к внешним возмущениям, например, к возрастанию величины противодействия или относительного статического давления за системой косых скачков уплотнения P_3/P_1 (см. рис. 4). С ростом противодействия косые скачки уплотнения деформируются, их интенсивность возрастает и, следовательно, возрастают суммарные потери механической энергии в системе «косые скачки уплотнения + турбулентный пограничный слой». Возвращение к устойчивому состоянию с минимальной диссипацией механической энергии в системе осуществляется за счет снижения потерь механической энергии в турбулентном пограничном слое, в результате чего профиль скорости в нем частично выравнивается. Такое перераспределение потерь механической энергии между областью невязкого течения и турбулентным пограничным слоем осуществляется до момента смыкания турбулентных пограничных слоев на стенках канала. После этого система «косые скачки уплотнения + турбулентный погра-

ничный слой» теряет устойчивость к внешним возмущениям и перемещается вверх по течению.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Расчетная схема в области взаимодействия первых двух косых скачков уплотнения течения типа псевдоскачка в коротком канале с турбулентным пограничным слоем представлена на рис. 4.

Для расчета основных параметров взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем используем метод интегральных соотношений.

В этом случае уравнение энергии будет иметь вид

$$\int_{\delta_1^{***}}^h \rho_1 V_1 \left(h_1^0 + \frac{V_1^2}{2} \right) dy = \int_{\delta_3^{***}}^h \rho_3 V_3 \left(h_3^0 + \frac{V_3^2}{2} \right) dy.$$

Применяя это выражение к выбранным контрольным поверхностям I-I и III-III, получим

$$\rho_1 V_1 (h - \delta_1^{***}) C_P T_{01} = \rho_3 V_3 (h - \delta_3^{***}) C_P T_{03}.$$

В случае, если при прохождении газа через скачки уплотнения сохраняется температура адиабатически заторможенного газа $T_{01} = T_{03}$, уравнение примет вид

$$P_{01} q(Cr_{\delta_1})(h - \delta_1^{***}) = P_{03} q(Cr_{\delta_3})(h - \delta_3^{***}). \quad (1)$$

Чтобы оценить потери механической энергии движущегося газа при прохождении им системы скачков уплотнения, условимся характеризовать механическую энергию полным давлением P_0 , т.е. давлением заторможенного газа. При этом за количественную характеристику необратимости процесса прохождения газа сквозь скачки уплотнения примем величину σ_{3-1} — отношение полного давления P_{03} за скачками уплотнения к P_{01} до скачков. Используя предложенную выше гипотезу о постоянстве диссипации механической энергии в поперечном сечении канала за прямым скачком уплотнения при идеальном течении газа и за волновой структурой косых скачков уплотнения при вязком взаимодействии их с турбулентным пограничным слоем, получим следующее соотношение:

$$\frac{P_{03}}{P_{01}} = \frac{q(\text{Cr}_{\delta 1})(h - \bar{\delta}_1^{***} \delta_1)}{q(\text{Cr}_{\delta 3})(h - \bar{\delta}_3^{***} \delta_3)} = \sigma_{\text{пр.ск.}}, \quad (2)$$

где

$$\sigma_{\text{пр.ск.}} = \left[\frac{2}{(k+1)M_{\delta 1}^2} + \frac{k-1}{k+1} \right]^{-\frac{k}{k-1}} \times \\ \times \left(\frac{2k}{k+1} M_{\delta 1}^2 - \frac{k-1}{k+1} \right)^{-\frac{1}{k-1}};$$

$$\bar{\delta}_1^{***} = \frac{\delta_1^{***}}{\delta_1} = \\ = \int_0^1 \frac{\frac{1}{M_{\delta 1}} + \frac{k-1}{2} \sqrt{\eta^{\frac{2}{7}} \frac{1/\text{Cr}_{\delta 1}^2 - 1}{1/\text{Cr}_{\delta 1}^2 - \eta^{\frac{2}{7}}}}}{1/M_{\delta 1} + (k-1)/2} \eta (1 - \eta^{\frac{2}{7}}) d\eta;$$

$$\bar{\delta}_3^{***} = \frac{\delta_3^{***}}{\delta_3} = \\ = \int_0^1 \frac{(1 - \text{Cr}_{\delta 3}^2)[1 - \bar{U}_{1m} f(\eta)]}{1 - [1 - \bar{U}_{1m} f(\eta)]^2 \text{Cr}_{\delta 3}^2} \times \\ \times \{1 - [1 - \bar{U}_{1m} f(\eta)]^2\} d\eta.$$

Уравнение неразрывности для рассматриваемого течения имеет вид

$$\int_{\delta_1^*}^h \rho_1 V_1 dy = \int_{\delta_3^*}^h \rho_3 V_3 dy,$$

или

$$\frac{P_3}{P_1} = \frac{y(\text{Cr}_{\delta 1})(h - \bar{\delta}_1^* \delta_1)}{y(\text{Cr}_{\delta 3})(h - \bar{\delta}_3^* \delta_3)}, \quad (3)$$

где относительная толщина вытеснения, профиль относительной скорости и относительная плотность в сечении I—I имеют вид

$$\bar{\delta}_1^* = \frac{\delta_1^*}{\delta_1} = 1 - \\ - 7 \int_0^1 \frac{\eta^7 d\eta}{[1 + (k-1)/2M_{\delta 1}^2] - (k-1)/2M_{\delta 1}^2 \eta^2}; \\ \left(\frac{\text{Cr}}{\text{Cr}_{\delta}} \right)_1 = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}} = \eta^{\frac{1}{7}}; \quad (4)$$

$$\left(\frac{\rho}{\rho_{\delta}} \right)_1 = \frac{\frac{1}{M_{\delta}} + \frac{k-1}{2} \sqrt{(\frac{\text{Cr}}{\text{Cr}_{\delta}})^2 \frac{1/\text{Cr}_{\delta}^2 - 1}{1/\text{Cr}_{\delta}^2 - (\text{Cr}/\text{Cr}_{\delta})^2}}}{1/M_{\delta} + (k-1)/2};$$

относительная толщина вытеснения, профиль относительной скорости, универсальная функция распределения дефекта скорости, формпараметр скорости в сечении III—III

$$\bar{\delta}_3^* = \frac{\delta_3^*}{\delta_3} = \\ = \int_0^1 \left\{ 1 - \frac{(1 - \text{Cr}_{\delta 3}^2)[1 - \bar{U}_{1m3} f(\eta)]}{1 - [1 - \bar{U}_{1m3} f(\eta)]^2 \text{Cr}_{\delta 3}^2} \right\} d\eta; \\ \left(\frac{\text{Cr}}{\text{Cr}_{\delta}} \right)_3 = 1 - \bar{U}_{1m3} f(\eta); \quad (5)$$

$$f(\eta) = \frac{U_{\delta} - U}{U_{\delta} - U_w} = 1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4; \quad (6)$$

$$\bar{U}_{1m3} = \frac{U_{\delta} - U_w}{U_{\delta}}.$$

Для замыкания расчета основных параметров взаимодействия в сечениях I—I и III—III используем соотношения для косых скачков уплотнения:

• соотношения для числа Маха, относительного статического давления, угла отклонения потока в косом скачке АВ (см. рис. 4)

$$M_{\delta 2}^2 \sin^2(\beta_1 - \omega_1) = \frac{1 + \frac{k-1}{2} M_{\delta 1}^2 \sin^2 \beta_1}{k M_{\delta 1}^2 \sin^2 \beta_1 - \frac{k-1}{2}};$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2k}{k+1} M_{\delta_1}^2 \sin^2 \beta_1 - \frac{k-1}{k+1};$$

$$\operatorname{tg} \omega_1 = \frac{\sin^2 \beta_1 - 1/M_{\delta_1}^2}{\frac{k+1}{2} - \sin^2 \beta_1 + \frac{1}{M_{\delta_1}^2}} \operatorname{ctg} \beta_1;$$

• соотношения для числа Маха, относительного статического давления, угла наклона косого скачка ВС (см. рис. 4)

$$M_{\delta_3}^2 \sin^2(\beta_2 - \omega_1) = \frac{1 + \frac{k-1}{2} M_{\delta_2}^2 \sin^2 \beta_2}{k M_{\delta_2}^2 \sin^2 \beta_2 - \frac{k-1}{2}};$$

$$\frac{P_3}{P_2} = \frac{2k}{k+1} M_{\delta_2}^2 \sin^2 \beta_2 - \frac{k-1}{k+1};$$

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{M_{\delta_2}^2 \sin^2 \beta_1 - 1}{[M_{\delta_2}^2 (\frac{k+1}{2} - \sin^2 \beta_1) + 1] \operatorname{tg} \omega_1}.$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Описанный метод был применен для расчета основных параметров взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем на примере расчета течения торможения в первых двух косых скачках уплотнения течения типа псевдоскачка в коротком канале. При последующем сравнении нового метода расчета с известными методами ограничимся результатами, полученными для критического отношения давлений ($\bar{P}_2 = \frac{P_2}{P_1}$) на первом косом скачке уплотнения (рис. 5).

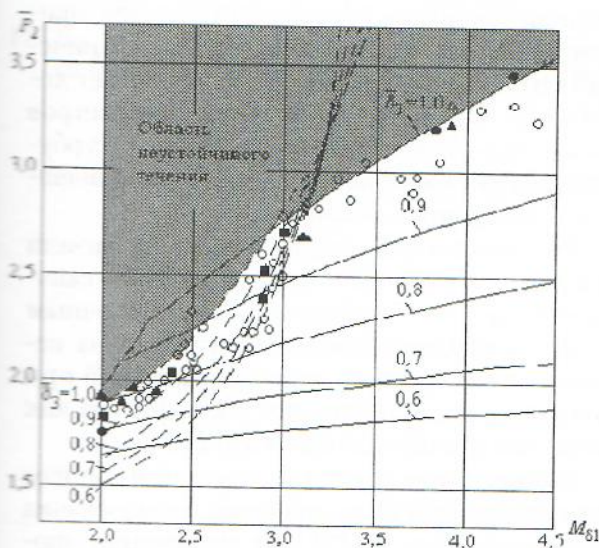


Рис. 5. Зависимость критического отношения давлений от числа M_{δ_1} в функции относительной толщины турбулентного пограничного слоя δ_3 в сечении III–III

Расчеты критического отношения давлений в функции относительной толщины турбулентного пограничного слоя в сечении III–III производились в диапазоне чисел Маха $M_{\delta_1} = 2,0-4,5$ для двух возможных комбинаций волновой структуры в невязкой области течения (слабый + слабый косой скачок уплотнения — пунктирные линии и слабый + сильный косой скачок уплотнения — сплошные линии). Относительная толщина турбулентного пограничного слоя в сечении III–III определялась величиной противодавления в данном сечении. После смыкания относительных толщин турбулентного пограничного слоя ($\bar{\delta}_3 = 1$) расчеты по предложенной методике теряли устойчивость. Все расчеты производились при начальной относительной толщине турбулентного пограничного слоя, равной $\bar{\delta}_1 = \frac{\delta_1}{h} = 0,1$. Предполагалось, что распределение скорости в сечении I–I описывается степенным «законом 1/7» по формуле (4), а в сечении III–III струйным профилем, соответственно по формуле (5) с дефектом скорости в виде полинома (6). Выбор конкретных профилей скорости в сечениях I–I и III–III ограничивало универсальность предлагаемого метода, но позволяло для течения типа псевдоскачка в коротком канале произвести сравнение расчетных и экспериментальных результатов.

Анализ результатов расчета и сравнение их с экспериментальными данными (на рис. 5) позволяет предположить:

- в диапазоне чисел Маха $M_{\delta_1} = 2,0-3,4$, в зависимости от величины противодавления, (или относительной толщины турбулентного пограничного слоя в сечении III–III) возможны две комбинации волновой структуры в невязкой области течения (слабый + слабый косой скачок уплотнения — пунктирные линии и слабый + сильный косой скачок уплотнения — сплошные линии);

- в диапазоне чисел Маха $M_{\delta_1} = 3,4-4,5$ возможна одна комбинация волновой структуры в невязкой области течения слабый + сильный косой скачок уплотнения — сплошные линии;

- в диапазоне чисел Маха $M_{\delta_1} = 2,0-3,15$ при различных значениях противодавления устойчивой является комбинация волновой структуры в невязкой области течения слабый + слабый косой скачок уплотнения — пунктирные линии;

- в диапазоне чисел Маха $M_{\delta_1} = 3,15-4,5$ при различных значениях противодавления

устойчивой является комбинация волновой структуры в невязкой области течения слабый + сильный косой скачок уплотнения — сплошные линии.

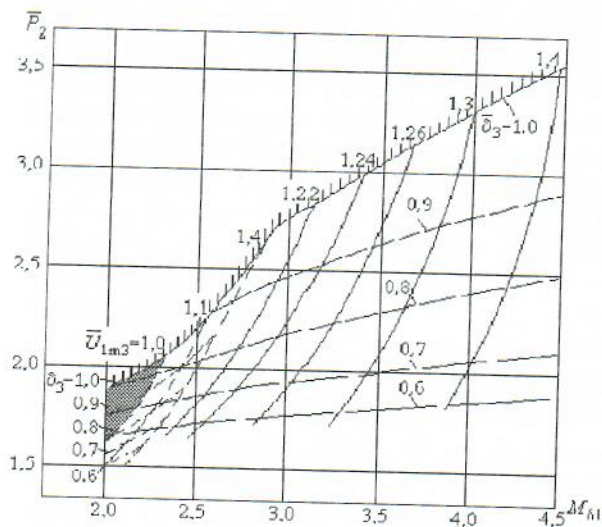


Рис. 6. Зависимость критического отношения давлений от числа $M_{\delta 1}$ в функции относительной толщины турбулентного пограничного слоя $\bar{\delta}_3$ и формпараметра \bar{U}_{1m3} в сечении III—III

Результаты, представленные на рис. 6, показывают зависимость величины критического отношения давлений не только от относительной толщины турбулентного пограничного слоя в сечении III—III, но и от значения формпараметра профиля скорости в этом сечении. В диапазоне чисел Маха $M_{\delta 1} = 2,0-2,3$ и относительных толщин турбулентного пограничного слоя в сечении III—III $\bar{\delta}_3 = 0,8-1,0$ в области взаимодействия волновой структуры (слабый+слабый косой скачок уплотнения) с турбулентным пограничным слоем имеет место безотрывное течение. В остальном диапазоне чисел Маха $M_{\delta 1} = 2,3-4,5$ взаимодействие осуществляется с отрывом турбулентного пограничного слоя и изменением в сечении III—III формпараметра профиля скорости в интервале $\bar{U}_{1m3} = 1,0-1,4$.

Величина отхода косого скачка уплотнения АВ от точки пересечения косого скачка уплотнения ВС с линией границы толщины вытеснения турбулентного пограничного слоя (см. рис. 4), как показали расчеты, зависит от величины противодавления P_3/P_1 . Рост противодавления приводит к утолщению в сечении III—III турбулентного пограничного слоя и следовательно к увеличению угла отклонения от стенки сверхзвукового невязкого течения, сопровождаемого увеличением интенсивности косых скачков уплот-

нения АВ и ВС. На рис. 7 показаны зависимости изменения относительной величины отхода косого скачка уплотнения $\bar{b} = b/h$ от числа $M_{\delta 1}$ и роста противодавления.

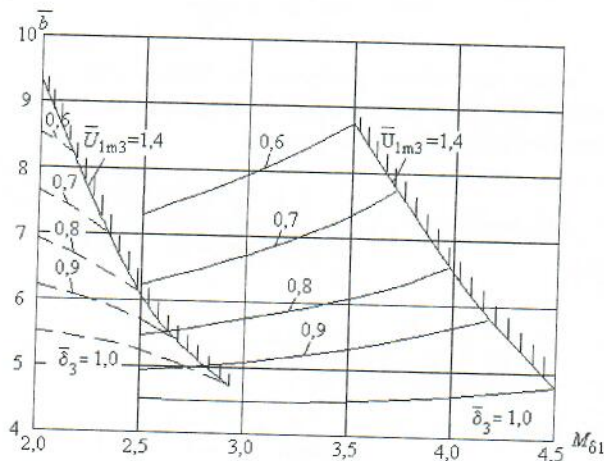


Рис. 7. Зависимости изменения относительной величины отхода косого скачка уплотнения \bar{b} от числа $M_{\delta 1}$

ВЫВОДЫ

Предложен теоретический метод расчета основных параметров взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем, основанный на гипотезе о постоянстве диссипации механической энергии в поперечном сечении канала при прохождении газа области взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем и прямого скачка уплотнения (для идеального течения газа) при одинаковых значениях числа Маха $M_{\delta 1}$ внешнего невозмущенного потока. Привлекательной особенностью метода является его простота и отсутствие эмпирических зависимостей, приводящих к введению ограничений его применения. Метод обеспечивает достаточно точный расчет основных параметров взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем в рамках внешней и внутренней задачи.

Результаты, полученные по методу расчета основных параметров взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем, позволяют предположить, что на величину критического перепада давлений при внутреннем течении влияет такой фактор, как величина противодавления P_3/P_1 .

Метод позволяет объяснить механизм неустойчивости фиксирования псевдоскачка в коротком канале [13] при увеличении противодавления, так как рост противодавления приводит к смыканию турбулентных пограничных слоев, а при такой картине течения

невозможно обеспечить диссипацию механической энергии, как в прямом скачке уплотнения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Neuman E. P., Lustwerk F.** Supersonic diffusers for wind tunnels // *J. Appl. Mech.* 1949. V. 16, No 2. P. 195–202.
2. **Molafferty G. H., Krasnoff E., Rannard E. et al.** Investigation of Turbojet Intel Design Parameters. East Hartford: United Aircraft Corp., Dec. 1955. R0790-13.
3. **Stalker R. J.** Sweepback effect in turbulent boundary layer shock – wave interaction // *J. Aeronav. Sci.* 1960. V. 27, No 5.
4. **Russel D. A.** Gas dynamics lasers // *Astronautics and Aeronautics.* 1975. V. 13, No. 6. P. 50–55.
5. **Kenny D. P.** A Novel low-cost diffuser for high performance centrifugal compressors // *J. of Eng. for Power.* Jan. 1969. V. 91. P. 37–47.
6. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 888 с.
7. **Панов А. Ю., Швец А. И.** Отрыв турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке // *Прикладная механика.* 1966. Т. 2. С. 99–105.
8. **Эгинк Х.** Улучшение восстановления давления в сверхзвуковых аэродинамических трубах // *Механика: Сб. переводов.* 1950. № 5.
9. **Mager A.** On the model of the free shock separated turbulent boundary layer // *J. Aeronav. Sci.* 1956. V. 23, No 2.
10. **Gadd G. E.** Interaction between wholly laminar or wholly turbulent boundary layers and shock waves strong enough to cause separation // *J. Aerou. Sci.* 1953. V. 20, № 11. P. 729–739.
11. **Гогиш Л. В., Степанов Г. Ю.** Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979. 368 с.
12. **Базаров И. П., Геворкян Э. В., Николаев П. Н.** Неравновесная термодинамика и фи-

зическая кинематика. М.: МГУ, 1989. 240 с.

13. **Гурылев В. Г., Трифонов А. К.** Псевдоскачок в простейшем воздухозаборнике в виде цилиндрической трубы // *Ученые записки ЦАГИ.* 1976. Т. 7, № 1. С. 130–138.

ОБ АВТОРАХ



Гимранов Эрнст Гайсович, профессор кафедры прикладной гидромеханики УГАТУ. Дипл. инж.-механик по авиационным двигателям (УАИ, 1965). Д-р техн. наук по тепловым двигателям (УАИ, 1990). Исследования в области газовой динамики двигателей.



Михайлов Валерий Германович, профессор той же кафедры. Дипл. инж.-механик по гидравлическим машинам (УАИ, 1985). Д-р техн. наук по тепловым двигателям (УГАТУ, 1999). Исследования в области газовой динамики двигателей.



Ахметшина Луиза Рашитовна, асп. каф. высшей математики УГАТУ. Дипл. математик-инж. по прикладной математике (УГАТУ, 2001). Готовит диссертацию в области математической физики.