

ВЛИЯНИЕ ЭКЗО- И ЭНДОТЕРМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА ПОЛОЖЕНИЕ ТОЧКИ ПЕРЕХОДА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СТРУЯХ И СЛЕДАХ

М. М. Степанов

Балтийский государственный технический университет «Военмех» им. Д. Ф. Устинова,
198005 Санкт-Петербург

Исследована возможность управления положением точки перехода ламинарного течения в турбулентное в высокотемпературных струях и следах с помощью экзо- и эндотермических физико-химических процессов. Предложены критерии подобия. Проведены численные расчеты дальних гиперзвуковых следов, иллюстрирующие влияние указанных процессов на параметры течения.

Режим течения (ламинарный или турбулентный) во многом определяет параметры любого газового потока. Поэтому важно уметь организовать нужный режим в зависимости от условий конкретной задачи. К числу распространенных способов управления течением относятся такие методы его ламинаризации, как отсос пограничного слоя при обтекании тел, выбор соответствующей формы и состояния поверхности, создание отрицательного продольного градиента давления в пограничном слое, охлаждение поверхности обтекания, уменьшение турбулентности внешнего потока и т. д. Аналогичные задачи возникают и при течении свободных струй и следов. Рассмотрим влияние организации (например, с помощью вдува) экзо- и эндотермических процессов в области дальних следов на положение точки перехода ламинарного течения в турбулентное. Изучать будем следы, образующиеся за телами, летящими в плотных слоях земной атмосферы.

Благодаря большому количеству работ, посвященных вопросам перехода в следе (см., например, обзор [1]), в настоящее время достигнут значительный прогресс в понимании этого явления. Исследовано влияние чисел Маха M_∞ и Рейнольдса Re_∞ набегающего потока, формы и размеров тела и других параметров на положение области перехода. Если пограничный слой на теле ламинарный, то существует вероятность перехода непосредственно в дальнем следе. При этом отмечается [2], что степень нарастания дозвуковых возмущений, по отношению к которым течение неустойчиво, характеризуется величиной

$$F = \frac{T_0 - T_e}{T_e}, \quad (1)$$

где T_0, T_e — температуры на оси и границе следа соответственно. Причем степень нарастания этих возмущений тем меньше, чем больше значение F . Именно этим объясняется то, что несмотря на возможность существования дозвуковых возмущений уже в начале следа, в случае полета тонких тел необходимы значительные расстояния для усиления возмущений, а переход происходит дальше, при более медленном нарастании возмущений по сравнению с толстыми затупленными телами при аналогичных условиях. Практически все существующие полуэмпирические зависимости для определения расстояния до точки перехода x_{tr} [1] в той или иной степени используют связь $x_{tr} \sim F$. Например, в работе [3] для следа за тонкими конусами предлагается следующая универсальная зависимость для чисел Рейнольдса перехода Re_{tr} , справедливая на начальном участке дальнего следа:

$$Re_{tr} = \frac{(v_\infty - v_0)x_{tr}\rho_0}{\mu_0} \approx 8 \cdot 10^4, \quad (2)$$

где v_0, ρ_0, μ_0 — скорость, плотность и динамическая вязкость на оси следа. Поэтому любой процесс, приводящий к увеличению F , должен затягивать переход ламинарного течения в турбулентное, увеличивая x_{tr} .

В качестве такого процесса можно предложить, например, любой физико-химический процесс, приводящий к увеличению отношения T_0/T_e . Анализируя (2), приходим к выводу о том, что увеличение T_0 ведет к уменьшению ρ_0 , увеличению μ_0 и v_0 , а значит, к увеличению x_{tr} .

Одним из методов разогрева дальнего следа может служить вдув в область течения веществ, вступающих в экзотермические химические реакции между собой и с продуктами абляции или компонентами воздуха. Проведем анализ влияния подобных добавок на параметры следа и, в частности, на положение точки перехода. Для этого воспользуемся физико-математической моделью дальнего гиперзвукового термохимически неравновесного следа, основанной на параболизированных уравнениях Навье — Стокса [3–8].

Предположим, что химическая реакция, порядок которой q , вызвана вдувом в поток горючего с молекулярной массой M , кг/моль. Интенсивность вдува обозначим через W , кг/(м³·с), а тепловой эффект реакции — через Q , Дж/кг. Константа скорости химической реакции K имеет размерность (м³/моль) ^{$q-1$} ·с⁻¹.

Анализ вышеуказанной системы уравнений на основе теории подобия дает возможность выделить следующие безразмерные критерии рассматриваемых процессов:

$$S_1 = \frac{WQL^2K}{c_p v^2 T (M/\rho)^{q-2}}, \quad (3)$$

$$S_2 = \frac{WL^2}{\rho D}, \quad S_3 = \text{Pr Re} \frac{\rho v}{LW},$$

где c_p , T , v — теплоемкость, температура, скорость потока; L — характерный размер; D — коэффициент диффузии компонентов реакции.

Равенство критериев S_i для двух потоков в сочетании с равенством чисел Re и Pr обеспечивает для них одинаковое соотношение между теплоприходом за счет экзотермической реакции и теплоотводом за счет конвекции (S_1), диффузии (S_2) и теплопроводности (S_3) соответственно. Для одинакового разогрева двух течений с одинаковыми переносными свойствами можно использовать условие равенства для этих течений значений размерного критерия, аналогичного S_1 :

$$S_4 = \frac{WQL^2K}{c_p v^2 (M/\rho)^{q-2}}. \quad (4)$$

Естественно, что приведенные параметры подобия справедливы для потоков с одинаковыми режимами течения, которые можно охарактеризовать равными числами Рейнольдса.

Поэтому вместо соотношения (4) можно предложить, например, другой критерий, учитывающий равенство чисел Re :

$$S_5 = \frac{WQK}{c_p \mu^2 (M/\rho)^{q-2}} \rho^2 L^4. \quad (5)$$

Здесь μ — коэффициент динамической вязкости.

Если для двух потоков одного и того же газа используется один и тот же экзотермический процесс, определяемый величинами Q и K , то параметром подобия, характеризующим разогрев этих течений и расстояние до точки перехода ламинарного течения в турбулентное, будет величина S_6 :

$$S_6 = W \rho^q L^4. \quad (6)$$

Введем в рассмотрение некоторый критерий S :

$$S = \frac{S_i^0 - S_i^e}{S_i^e}. \quad (7)$$

Здесь S_i^0 , S_i^e — значения критерия на оси и границе течения, $i = 1, 2, \dots, 6$. Критерий S является обобщением зависимостей (1), (2) на случай использования произвольного экзотермического процесса. Для увеличения расстояния до точки перехода течения типа дальнего следа необходимо стремиться к росту параметра S .

На основе анализа (7) для ламинаризации дальнего следа можно рекомендовать выбирать экзотермические процессы с большим тепловым эффектом Q и большим значением скорости реакции K , которая, в свою очередь, зависит от температуры (с тем чтобы реакция интенсивно шла в приосевых областях с высокой температурой и медленно — на периферии, где температура достаточно низкая). Основным реагентом (горючее) необходимо подавать по оси потока (интенсивность вдува должна быстро убывать к периферии следа). Возможна и организация для этих целей эндотермических физико-химических процессов во внешней части течения, желательна с сильной обратной зависимостью константы K от температуры.

Очевидно, что для турбулизации следа необходимо стремиться к охлаждению ядра течения и нагреву его внешней части, т. е. можно рекомендовать эндотермические процессы, по возможности с большим поглощением тепла в приосевой области, или же надо стремиться к

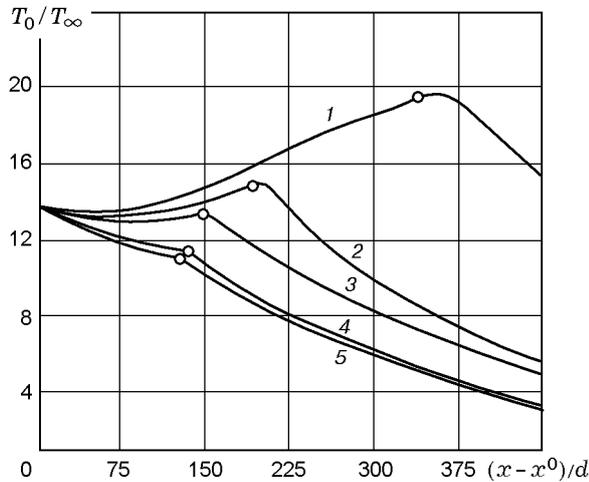


Рис. 1. Распределение температуры T_0/T_∞ вдоль оси потока для различных вариантов интенсивности вдува:

$d = 4$ мм, $v_\infty = 4500$ м/с, $\rho_\infty = 0,085$ кг/м³, $T_\infty = 215$ К; W_0 , кг/(м³ · с): 1 — 4,5, 2 — 4,0, 3 — 3,5, 4 — 1,0, 5 — 0; кружки — точки перехода

организации экзотермических процессов в удаленных от оси областях течения.

По-видимому, аналогичный эффект управления переходом можно наблюдать и при инъекции в след достаточного количества газов с меньшей или большей, чем в основном течении, молекулярной массой. Например, вдув газа с малой молекулярной массой ведет, с одной стороны, к уменьшению плотности рассматриваемого изобарического потока и, как следствие, к уменьшению чисел Re, но, с другой стороны, увеличивает значение c_p , охлаждает течение, а значит, увеличивает местное число Re. Правильно выбирая расход и свойства инжектируемого газа, можно влиять на положение точки перехода.

Управлять переходом в подобных течениях можно, очевидно, используя оба указанных метода, как отдельно, так и в сочетании друг с другом.

Для иллюстрации следанных выше выводов приведем результаты численного моделирования дальних гиперзвуковых следов за тонким притупленным конусом с диаметром основания $d = 4$ мм, летящим со скоростью $v_\infty = 4500$ м/с в воздухе, плотность которого $\rho_\infty = 0,085$ кг/м³, температура $T_\infty = 215$ К (вариант 1). Численный анализ осуществлялся на основании физико-математической модели и методики, которые подробно описаны в

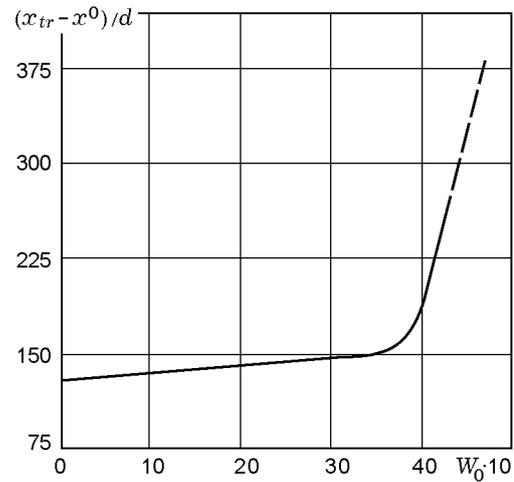


Рис. 2. Зависимость расстояния до точки перехода $(x_{tr} - x^0)/d$ от интенсивности вдува: условия расчета те же, что на рис. 1

работах [4–6]. Вдув некоторого вещества от постоянного источника начинался на расстоянии от тела $x^0 = 15d$. Предполагалось, что массовая скорость вдува, максимальная на оси и равная W_0 , экспоненциально убывает по мере приближения к границе вязкого ядра следа. Введенное вещество вступает в некоторую экзотермическую химическую реакцию с компонентами низкотемпературной воздушной плазмы, образовавшейся в возмущенной после пролета рассматриваемого тела области атмосферы. Для этой реакции $q = 2$, $K = 2,1 \cdot 10^{14} \exp(-16500/RT)$, $Q = 175$ кДж/моль.

Некоторые результаты расчетов, проведенных по описанным ниже сценариям вдува, приведены на рис. 1. Здесь представлено распределение температуры на оси потока для случаев, отличающихся интенсивностью вдува W_0 . По мере увеличения W_0 наблюдается перемещение точки перехода вниз по течению. След ламинаризуется, что сказывается на газодинамических, термодинамических и геометрических параметрах течения, а также на химическом составе. Анализ полученных данных показывает сильную зависимость температуры на оси следа и расстояния до точки перехода от величины W_0 .

Зависимость $x_{tr}(W_0)$ представлена на рис. 2. Обращает на себя внимание существование некоторого значения W_0^* , при превышении которого точка перехода резко перемещается по потоку. Для условий полета, аналогичных рис. 1, $W_0^* \approx 4$ кг/(м³ · с).

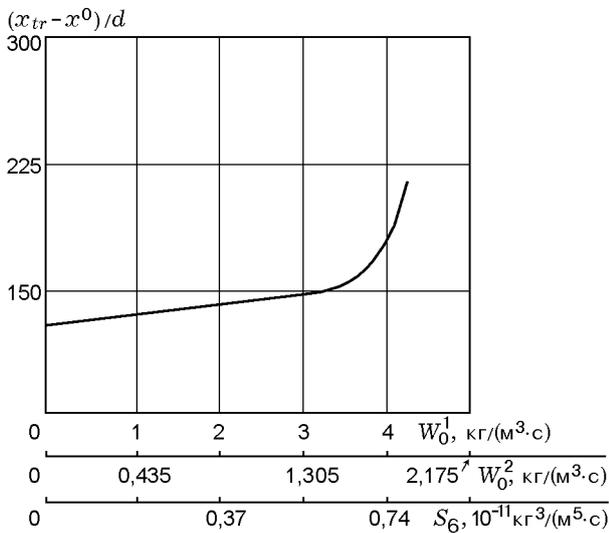


Рис. 3. Зависимость расстояния до точки перехода $(x_{tr} - x^0)/d$ от критерия S_6 и интенсивности вдува

Для демонстрации инвариантности результатов численных экспериментов при вариации параметров, входящих в приведенные выше критерии, была проведена серия модельных расчетов параметров дальних гиперзвуковых следов — вариант 2: $d = 6$ мм, $v_\infty = 4500$ м/с, $\rho_\infty = 0,057$ кг/м³, $T_\infty = 215$ К, условия и характер вдува аналогичны условиям варианта 1. Заметим, что числа Re_∞ и Pr_∞ в обоих вариантах совпадают. Как и предполагалось, полученные результаты весьма близки к результатам моделирования первого варианта (см. рис. 1, 2). Наблюдается аналогичное перемещение точки перехода вниз по течению, но при других значениях W_0 . При этом интенсивность вдува во втором варианте расчетов, вызывающая тот же эффект затягивания перехода, примерно в 2,3 раза меньше, чем в первом варианте. Это вполне соответствует приведенным выше критериям. Так, для варианта 1 $S_6^{(1)} = 0,18 \cdot 10^{-11} W_0^{(1)}$, для варианта 2 $S_6^{(2)} = 0,42 \cdot 10^{-11} W_0^{(2)}$, а их соотношение $S_6^{(2)}/S_6^{(1)} = 2,3(W_0^{(2)}/W_0^{(1)})$. Данный результат подтверждает выводы, полученные выше: рассматриваемые процессы подобны при равенстве критериев $S_6^{(1)} = S_6^{(2)}$, для чего необходимо выполнение соотношения $W_0^{(1)}/W_0^{(2)} = 2,3$.

Сказанное иллюстрирует рис. 3, где приведена универсальная зависимость расстояния до точки перехода $(x_{tr} - x^0)/d$ от критерия S_6 .

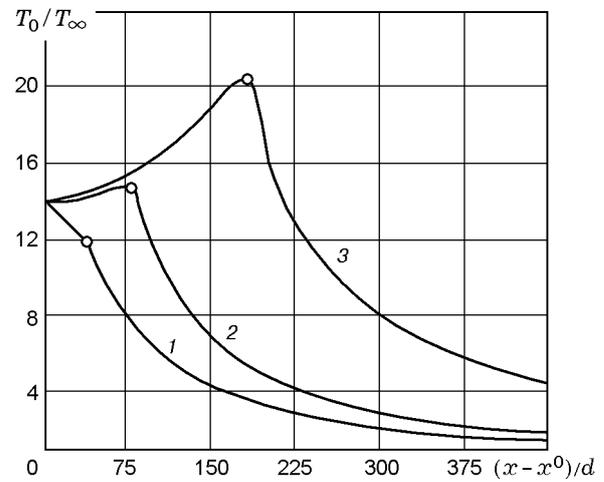


Рис. 4. Распределение температуры T_0/T_∞ вдоль оси потока для различных вариантов интенсивности вдува:

$d = 0,6$ м, $v_\infty = 4500$ м/с, $\rho_\infty = 0,85 \cdot 10^{-3}$ кг/м³, $T_\infty = 215$ К; W_0 , кг/(м³·с): 1 — 0, 2 — $0,33 \cdot 10^{-3}$, 3 — $0,35 \cdot 10^{-3}$; кружки — точки перехода

Критическое значение величины S_6^* , при превышении которого точка перехода достаточно быстро перемещается вниз по потоку, равно $S_6^* \approx 0,74 \cdot 10^{-11}$ кг³/(м⁵·с).

На рис. 4 представлены результаты расчетов для следа за тонким притупленным конусом с диаметром основания $d = 0,6$ м, летящим со скоростью $v_\infty = 4500$ м/с в воздухе с параметрами $\rho_\infty = 0,85 \cdot 10^{-3}$ кг/м³, $T_\infty = 215$ К. Расчеты выполнены аналогично тем, что использовались для рис. 1. Начало вдува, как и в предыдущем варианте, находится на расстоянии $x^0 = 15d$, интенсивности вдува различны. Заметим, что числа Re_∞ в этих расчетах в 1,5 раза больше, чем в вариантах 1 и 2, что согласно рассмотренным выше критериям отражается на положении точки перехода, а значит, и на всех параметрах дальних следов. Из рис. 4 видно, что наблюдаемое затягивание перехода аналогично предыдущему варианту с той лишь разницей, что происходит при других значениях W_0 , при этом $W_0^* \approx 0,3 \cdot 10^{-3}$ кг/(м³·с) и $S_6^* \approx 2,81 \cdot 10^{-11}$ кг³/(м⁵·с). Данные результаты хорошо подтверждают полученные ранее критерии подобия.

Справедливость критериев типа (2) для оценки расстояния до точки перехода в условиях следа с источником тепла безусловно требует как экспериментального, так и теоретического подтверждения. Ведь наряду с указанными

ми процессами, затягивающими переход, имеются и другие, которые турбулизуют течение и поэтому могут нарушать условия используемой физико-математической модели, основанной на параболизированных уравнениях Навье — Стокса. Уменьшение плотности, а значит, и кинетической энергии потока уменьшает его сопротивляемость дозвуковым возмущениям. Увеличение температуры потока и ее градиента может вызвать рост давления и появление его градиента, а также появление значительной по величине составляющей скорости, перпендикулярной оси следа и т. д. Все это может повлечь за собой нарушение условий параболичности физико-математической модели, лежащей в основе рассмотрения течений типа струй и следов.

В настоящее время отсутствуют экспериментальные исследования указанных выше процессов в струях и следах. Однако можно предположить, что по крайней мере на начальном этапе разогрева следа существует затягивание перехода, а это в немалой степени может повлиять на все остальные параметры. Косвенным подтверждением такого явления служат результаты работ [9, 10]. В [10] отмечено увеличение расстояния до точки перехода за нагретой пластинкой, что вызывает увеличение температурного градиента. Аналогичное явление отмечено в [9]: при охлаждении стенки обтекаемого клина, т. е. уменьшении температурного градиента, точка перехода перемещалась ближе к телу. Кроме того, в работе [9] показано, что молекулярная масса газа, вдуваемого в донную область различных веществ, существенно влияет на расстояние x_{tr} . Тем не менее необходимо проведение экспериментальных работ, в которых непосредственно будет исследоваться данное явление, а также требуется разработка более точных теоретических моделей, основанных, например, на привлечении уравнений для энергии турбулентных пульсаций и диссипации турбулентной энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Исследование** гиперзвуковых следов // Обзор ЦАГИ. 1973. № 7.
2. **Уилсон Г.** Влияние формы осесимметричного тела на течение в следе. Переход // Ракет. техника и космонавтика. 1966. № 10. С. 60–68.
3. **Легнер М. Г., Финсон Г. А.** Влияние числа Маха на переход от ламинарного течения к турбулентному в ближнем следе за тонкими конусами // Ракет. техника и космонавтика. 1977. № 3. С. 160–162.
4. **Савельев Ю. П., Степанов М. М.** Исследование течения реального газа в гиперзвуковых следах в случае малых чисел Рейнольдса // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1988. № 6. С. 153–165.
5. **Савельев Ю. П., Степанов М. М.** О термодинамической неравновесности дальних гиперзвуковых следов // Журн. техн. физики. 1987. Т. 57, № 11. С. 2178–2183.
6. **Савельев Ю. П., Степанов М. М.** Влияние примесей на параметры дальнего следа // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 5. С. 83–88.
7. **Безменов Л. Б., Алексащенко В. А.** Радиофизические и газодинамические проблемы прохождения атмосферы. М.: Машиностроение, 1982.
8. **Зейберг С. Л., Блейх Г. Л.** Расчет гиперзвукового следа методом конечных разностей // Ракет. техника и космонавтика. 1964. № 8. С. 46–55.
9. **Льюис А., Беренс В., Колинз С.** Экспериментальное исследование влияния вдува в донную область на ближний след тонкого тела // Ракет. техника и космонавтика. 1971. № 8. С. 85–94.
10. **Demetriades A.** Heat transfer effects on supersonic wake transition // Phys. Fluids. 1970. V. 13, N 1. P. 204–206.

*Поступила в редакцию 6/V 1999 г.,
в окончательном варианте — 28/II 2000 г.*