

Research of the Stagnation Pressure Increasing Possibilities in a High-Speed Flow

Dmitry E. Khazov

Lomonosov Moscow State University, Institute of Mechanics

Moscow 119192, Russia

dkhazov@mail.ru

Abstract

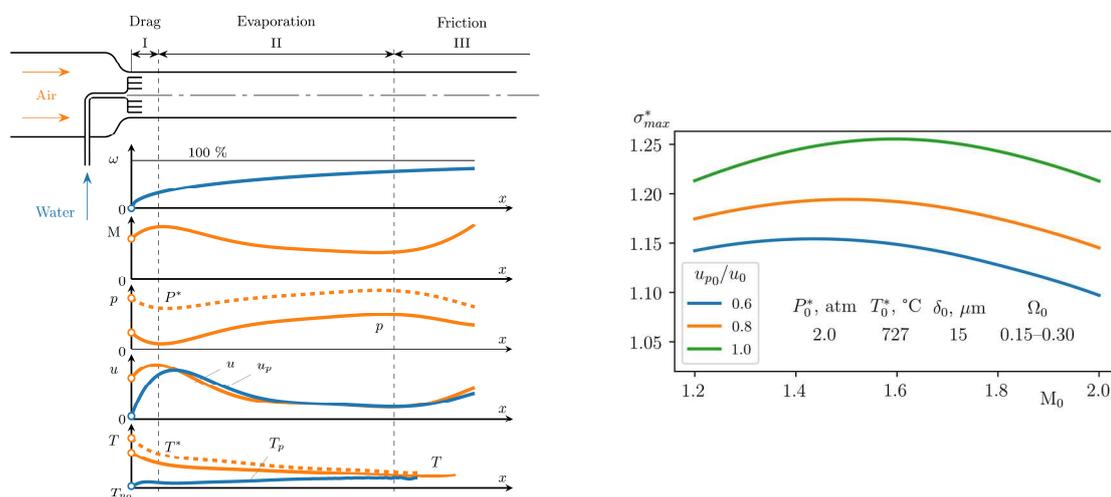
Traditionally, so-called the machine methods are used to increase the total pressure, i.e. various types of compressors are used. The compressors operation principle is based on the supply of mechanical energy to the flow.

The paper considers a method of increasing the stagnation pressure, based on the thermal effect on the flow (heat removal). The influence of various factors on the stagnation pressure increasing has been studied for the channel flow in the presence of thermal action only.

Various methods of flow cooling are considered. It is shown that evaporative cooling is the most effective methods from the point of view the stagnation pressure increasing.

An overview of the evaporative cooling use to increase the stagnation pressure is presented. On the basis of a one-dimensional model of an evaporative cooling device, the possibility of the stagnation pressure increasing by a factor of 1.25 at supersonic inlet velocities is shown.

Keywords: stagnation pressure, aerothermopressor, energy separation, evaporation, compressible flow.



Schematic representation of behavior of subsonic constant area aerothermopressor (from the left). Maximum stagnation pressure increasing in supersonic aerothermopressor as a function of the initial Mach number and the initial droplets velocity (from the right)

УДК536.7

Исследование возможностей повышения давления торможения в высокоскоростном потоке

Д. Е. Хазов

*НИИ Механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
Россия, Москва, 119192, Мичуринский проспект, 1*

dkhazov@mail.ru

Аннотация

Традиционно для повышения давления торможения используют, так называемые, машинные методы, т.е. применяют различные компрессоры, принцип работы которых основан на подводе к потоку механической энергии. В работе рассмотрен способ повышения давления торможения, основанный на тепловом воздействии на поток (отвод тепла). Исследовано влияние различных факторов на степень повышения давления торможения при течении в канале при наличии только теплового воздействия.

Рассмотрены различные методы охлаждения потока. Показано, что наиболее эффективным с точки зрения повышения давления торможения является испарительное охлаждение. Приведён обзор работ по использованию испарительного охлаждения для повышения давления торможения. На базе одномерной модели устройства испарительного охлаждения показана возможность повышения давления торможения в 1.25 раза при сверхзвуковых скоростях на входе.

Ключевые слова: давление торможения, азотермопрессия, энергоразделение, испарение, сжимаемое течение

1. Введение

Все реально протекающие газодинамические процессы (без подведения механической энергии) протекают с потерей давления торможения. Например, течения в различного вида каналах. Традиционно, для повышения давления торможения используют, так называемые, машинные методы, при этом к потоку подводится механическая энергия. Иными словами, используются различные виды компрессоров: поршневые, винтовые, радиальные, осевые и т.д.

В качестве примера рассмотрим течение в каналах устройства газодинамического энергоразделения, предложенного в работе [1]. Устройство представляет собой теплообменный аппарат типа «труба в трубе», в котором по внешнему, кольцевому каналу поток течёт с дозвуковой скоростью, а по внутреннему – со сверхзвуковой (рис. 1). Энергоразделение происходит вследствие отличия коэффициента восстановления температуры от единицы. Ближайшим аналогом этого устройства является хорошо известная вихревая труба Ранка – Хилша. Отличительной особенностью устройства газодинамического энергоразделения является тот факт, что потери давления торможения в дозвуковом канале практически отсутствуют. Однако, для сверхзвукового канала они составляют существенную величину. Например, для устройства рассмотренного в работе [2], потери давления торможения в дозвуковом канале составляют $(P_0^* - P_c^*)/P_0^* \approx 2\%$, а в сверхзвуковом – $(P_0^* - P_h^*)/P_0^* \approx 80\%$. Таким образом, использование устройства газодинамического энергоразделения ограничено системами, располагающими значительным перепадом давления.

Данная работа направлена на поиск и анализ способов сохранения давления торможения в сверхзвуковом канале устройства газодинамического энергоразделения и, таким образом, расширения области использования устройства.

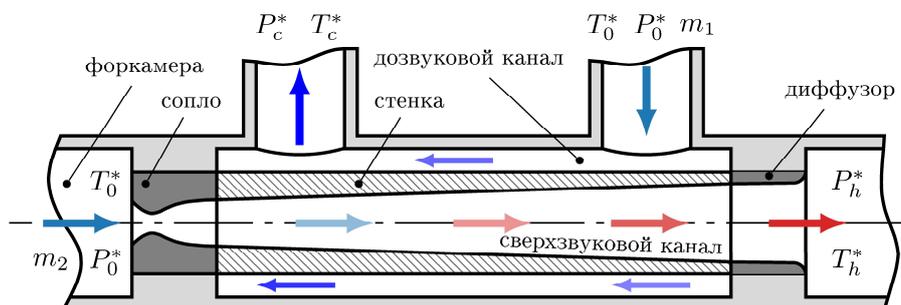


Рис. 1. Схема устройства газодинамического энергоразделения

2. Термодинамический анализ пределов сохранения давления торможения при отводе тепла

Из одномерного анализа известно, что при наличии только теплового воздействия (отвода тепла) на поток давление торможения увеличивается не зависимо от начальной скорости потока. По аналогии с работой [3] рассмотрим одномерное течение совершенного газа с постоянными теплофизическими свойствами в канале постоянного сечения при наличии только теплового воздействия (трением пренебрегаем). Иными словами, рассмотрим изменение параметров на линии Релея [4]. Будем полагать, что в начальном сечении все параметры известны. Приведём без вывода соотношение для изменения давления торможения в этом случае:

$$\sigma^* = \frac{P_2^*}{P_1^*} = \frac{1 + kM_1^2}{1 + kM_2^2} \left(\frac{1 + \frac{k-1}{2}M_2^2}{1 + \frac{k-1}{2}M_1^2} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (1)$$

где P^* — давление торможения в начальном «1» и конечном «2» сечениях, соответственно; k — показатель адиабаты; M — число Маха. Соотношения для остальных параметров потока (статическое давление, скорость, температура и т.д.) могут быть найдены в [3].

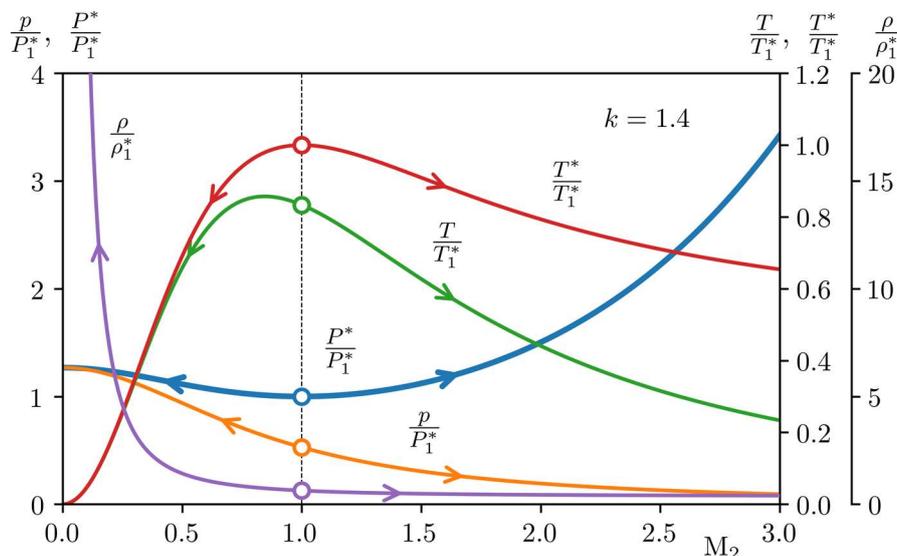


Рис. 2. Изменение основных параметров потока при тепловом воздействии. $M_1 = 1$

Результаты расчётов с использованием зависимости (1) (и ей подобных) показаны на рис. 2. Все кривые построены для случая $M_1 = 1.0$ и нормированы на значения соответствующих параметров торможения в начальном сечении.

Из графиков видно, что отвод тепла, т. е. $T_2^* < T_1^*$ соответствует снижению числа Маха в дозвуковой области и росту в сверхзвуковой. Кроме того, давление торможения возрастает как в случае дозвукового, так и сверхзвукового течений. Однако, стоит отметить, что поведение статического давления различается для двух режимов течения. В дозвуковом случае статическое давление, как и следовало ожидать, растёт, тогда как в сверхзвуковом — уменьшается.

На рис. 3 показано влияние начального числа Маха M_1 на процесс повышения давления торможения. Как видно из рисунка максимальная степень повышения давления торможения наблюдается в случае, когда значение числа Маха удаляется от своего критического значения $M = 1.0$ в случае дозвукового течения стремясь к нулю, в сверхзвуковом случае — к бесконечности. Кроме того, на график нанесена сетка линий $q/C_p = \text{const}$, которая показывает, что при равном количестве отведённого тепла степень повышения давления торможения растёт с увеличением начального числа Маха M_1 как в дозвуковой, так и в сверхзвуковой областях, т.е. тепло выгоднее отводить от потока с высоким начальным числом Маха.

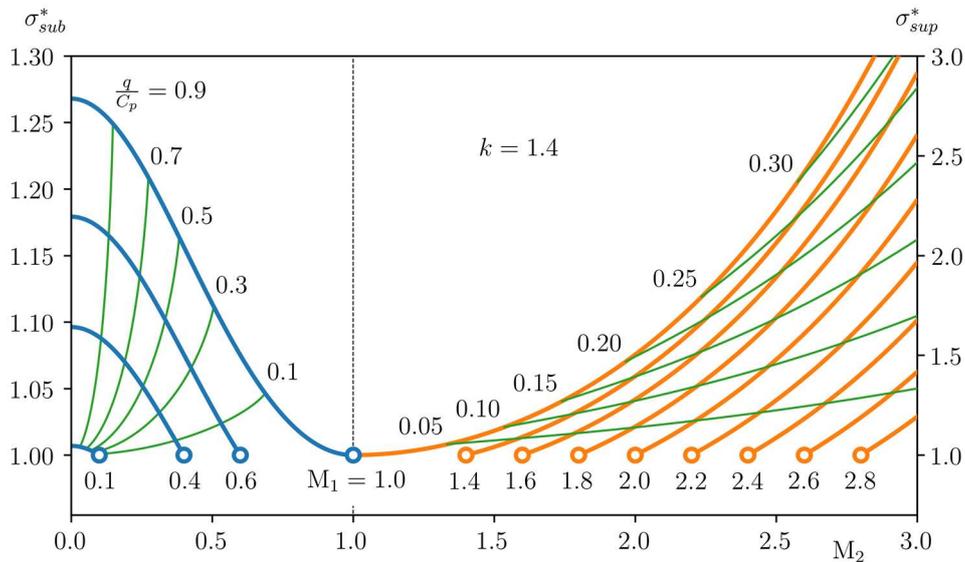


Рис. 3. Влияние начального числа Маха на величину повышения давления торможения при тепловом воздействии

Стоит отметить, что в дозвуковом случае наблюдается конечный предел повышения давления торможения (причём для каждого M_1 этот предел свой), тогда как в области сверхзвуковых течений такого предела нет.

Проведём оценки максимальной степени повышения давления торможения в этих двух случаях.

- Для $M_1 \leq 1, M_2 = 0.0$

$$(\sigma_{\max}^*)^{sub} = (1 + kM_1^2) \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2\right)^{-\frac{k}{k-1}}; \quad (2)$$

- Для $M_1 \geq 1, M_2 = \infty$

$$(\sigma_{\max}^*)^{sup} = \infty$$

Таким образом, σ_{\max}^* для дозвукового течения зависит от начального числа M_1 и показателя адиабаты k , т.е. от вида рабочего тела.

Влияние вида рабочего тела на величину повышения давления торможения при отводе тепла от потока показано на рис. 4. Что характерно, в дозвуковом потоке при переходе на газы с бóльшим показателем адиабаты степень повышения давления увеличивается, тогда как в сверхзвуковом потоке наблюдаем обратную картину.

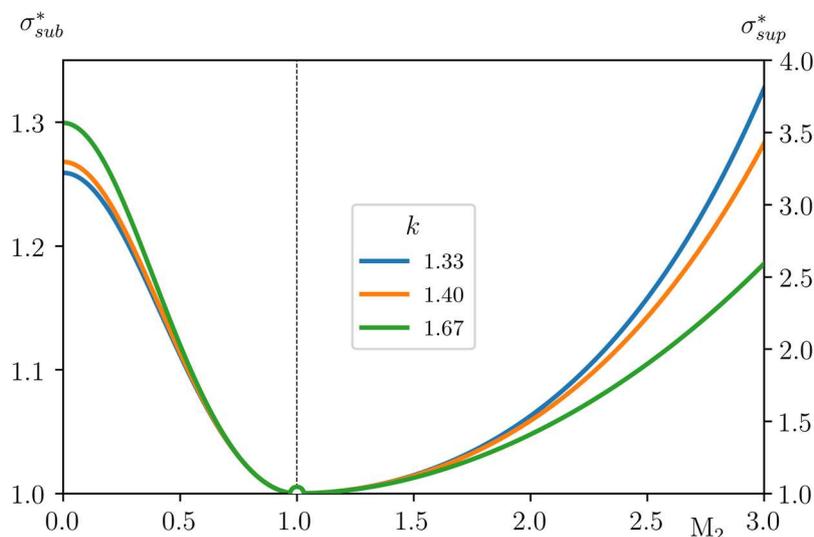


Рис. 4. Влияние вида рабочего тела на процесс повышения давления торможения при тепловом воздействии. $M_1 = 1.0$

В таблице 1 приведены результаты расчётов по зависимости (2) для различных газов. Как видно из таблицы при изменении показателя адиабаты k максимальная степень повышения давления торможения в дозвуковом потоке $(\sigma_{\max}^*)^{sub}$ изменяется незначительно.

Таблица 1

Зависимость максимальной степени повышения давления торможения в дозвуковом течении от вида рабочего тела

Газ	k	$(\sigma_{\max}^*)^{sub}$
Одноатомный	$5/3 = 1.67$	1.30
Двухатомный или линейный многоатомный	$7/5 = 1.40$	1.27
Многоатомный нелинейный	$1/3 = 1.33$	1.26

Также стоит отметить, что при одном и том же количестве отведённого тепла, при прочих равных условиях, повышение давления торможения всегда будет больше в сверхзвуковом потоке. Это легко показать, если принять, что изменение энтропии есть мера изменения давления торможения при тепловом воздействии [5]. Действительно, согласно второму началу термодинамики

$$\Delta s_{1-2} = \int_1^2 \frac{dq}{T} \quad (3)$$

Из уравнения (3) следует, что изменение энтропии Δs_{1-2} тем больше, чем ниже средне интегральная температура процесса T . Таким образом, при равных начальных температурах и одном и том же количестве отведённого тепла изменение энтропии всегда больше в сверхзвуковом потоке, т. к. средне интегральная температура ниже.

Всё вышесказанное иллюстрирует рис. 5, на котором изображена T - s диаграмма процесса течения газа в канале постоянного сечения при наличии только теплового воздействия при $M_1 = 1$. Другими словами, на рисунке изображена линия Релея. Помимо традиционной зависимости термодинамической температуры от изменения энтропии $T = T(\Delta s)$ на рисунке так же приведено изменение температуры торможения $T^* = T^*(\Delta s)$.

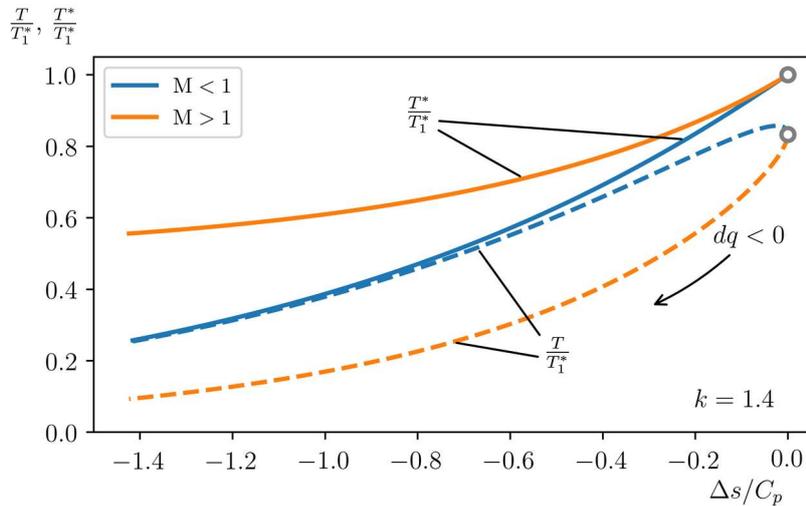


Рис. 5. T - s диаграмма процесса повышения давления торможения при тепловом воздействии на поток. $M_1 = 1$

Кроме того, интегрируя уравнение (3) с использованием первого закона термодинамики и переходя к параметрам торможения, получим

$$\Delta s_{1-2} = \frac{k R}{k - 1} \ln \frac{T_2^*}{T_1^*} - R \ln \frac{P_2^*}{P_1^*} \quad (4)$$

После потенцирования уравнения (4), имеем

$$\sigma^* = \frac{P_2^*}{P_1^*} = \exp \left(\frac{k}{k - 1} \ln \frac{T_2^*}{T_1^*} - \frac{\Delta s_{1-2}}{R} \right) \quad (5)$$

Из уравнения (5) следуют два важных вывода:

- Изменение давления торможения происходит только под действием изменения температуры торможения и энтропии.
- При отводе тепла от потока рост давления торможения сопровождается уменьшением энтропии.¹

Таким образом, по результатам проведённого анализа можно сделать следующие выводы:

1. Увеличение давления торможения при отводе тепла от движущегося потока возможно как в дозвуковом, так и в сверхзвуковом потоках.
2. В дозвуковом потоке наблюдается конечный предел повышения давления торможения.
3. Влияние вида рабочего тела существенно сказывается лишь в сверхзвуковом потоке. При переходе на газы с низким показателем адиабаты степень повышения давления торможения возрастает.
4. В сверхзвуковом потоке давление торможения при отводе тепла растёт быстрее, чем в дозвуковом.

¹ Данный пункт ни в коем случае не вступает в противоречие со вторым началом термодинамики, т. к. речь идёт о закрытой термодинамической системе [6], т. е. системе допускающей обмен энергией с внешней средой.

3. Обзор методов охлаждения потока

Существует большое количество методов охлаждения газового потока. Ниже рассмотрены основные из них с точки зрения реализации эффекта повышения давления торможения.

3.1. Теплоотвод от стенок канала

Наиболее простым и очевидным способом отвода тепла от движущегося потока газа является теплоотвод через стенки канала. Уравнение, описывающее изменение давления торможения при одномерном рассмотрении течения в канале при наличии трения и теплообмена выглядит следующим образом [7]:

$$\frac{dP^*}{P^*} = -\frac{kM^2}{2} \left(\frac{dT^*}{T^*} + 4c_f \frac{dx}{d_h} \right) \quad (6)$$

Как известно, коэффициенты трения и теплообмена связаны между собой аналогией Рейнольдса

$$St = k_q \frac{c_f}{2}, \quad (7)$$

где k_q – коэффициент аналогии Рейнольдса.

С учётом последнего выражения уравнение (6) после некоторых преобразований можно переписать в виде

$$\frac{dP^*}{P^*} = -kM^2 \frac{k_q c_f}{d_h} \left(\frac{2}{k_q} + \frac{T_w}{T^*} - \frac{1 + r \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right) dx, \quad (8)$$

где r – коэффициент восстановления температуры.

Из уравнения (8) легко сформулировать условия роста давления торможения потока при отводе тепла через стенки канала

$$k_q > 2 \left(\frac{1 + r \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} - \frac{T_w}{T^*} \right)^{-1} \quad (9)$$

На рис. 6 показаны результаты расчёта правой части неравенства (9) для ламинарного и турбулентного пограничных слоёв в зависимости от числа Маха при различных значениях температурного фактора T_w/T^* .

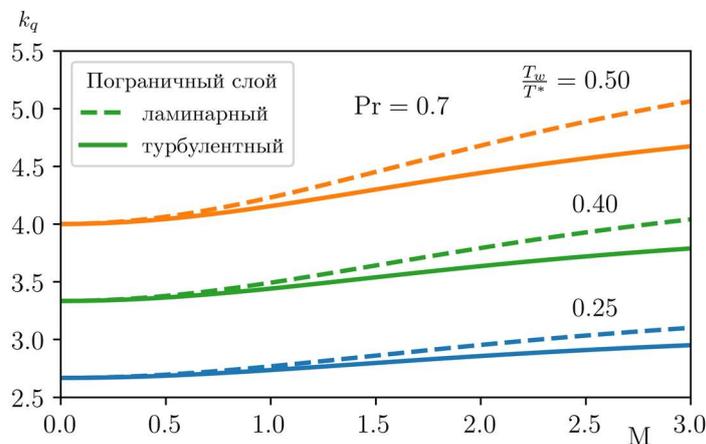


Рис. 6. Линии сохранения давления торможения при отводе тепла через стенки канала

По сути эти кривые являются линиями сохранения давления торможения в канале при наличии теплоотвода от стенок. То есть превышение этих значений приводит к росту давления торможения. Как видно из рисунка при росте числа Маха предельное значение коэффициента аналогии увеличивается. Кроме того, с ростом числа Маха разница между ламинарным и турбулентным течением в пограничном слое становится всё заметнее, это объясняется возрастающим влиянием коэффициента восстановления (для расчёта использовались соотношения (10)).

$$r = \text{Pr}^n \begin{cases} n = 1/2 & \text{ламинарный ПС} \\ n = 1/3 & \text{турбулентный ПС} \end{cases} \quad (10)$$

Таким образом, определены предельные значения коэффициента аналогии Рейнольдса, превышение которых ведёт к росту давления торможения потока при отводе тепла от стенок канала. Рассмотрим изменение значений k_q при различных условиях.

Аналогия между механизмами переноса количества движения и тепла в турбулентном потоке была впервые предложена О. Рейнольдсом в 1874 году. Высказанная Рейнольдсом гипотеза приводит к следующему соотношению:

$$\text{St} = \frac{1}{2} c_f, \quad (11)$$

т.е. $k_q = 1$ (см. (7)).

В работах [8], [9] приведён обзор исследований аналогии Рейнольдса при «стандартных» условиях, т.е. при обтекании потоком несжимаемой жидкости полубесконечной плоской пластины. Сводка формул для расчёта k_q приведена в табл. 2. Анализ данных показывает, что в широком диапазоне изменения режимных параметров (Re , M , T_w/T^*) значения коэффициента аналогии Рейнольдса k_q для газов лежат в диапазоне $0.96 \div 1.44$. Согласно неравенству (9) таких значений явно недостаточно для роста давления торможения.

Таблица 2

Уравнения для расчёта коэффициента аналогии Рейнольдса при «стандартных» условиях

№	Уравнение для k_q	Автор	Год
1	1	О. Рейнольдс	1874
2	$\left[1 - \frac{u_e}{u_1}(1 - \text{Pr})\right]^{-1}$	Л. Прандтль, Г. Тейлор	1910, 1916
3	$\text{Pr}^{-2/3}$	А. Колбурн	1933
4	$\left\{1 + 5\sqrt{\frac{c_f}{2}} \left[(\text{Pr} - 1) + \ln \frac{5\text{Pr} + 1}{6} \right]\right\}^{-1}$	Т. Карман	1939
5	$0.695 \text{Re}_{x,w}^{(0.09 - 0.01 \log \text{Re}_{x,w})} \text{Pr}_w^{-0.57} \left(\frac{T_w^*}{T_e}\right)^{-0.09}$	Л. Козлов	1964
6	1.16	Д. Сполдинг и С. Чи	1966

Рассмотрим влияние различных возмущающих факторов на значение коэффициента аналогии Рейнольдса.

3.1.1. Влияние уровня турбулентности потока

Изучению влияния высокого уровня турбулентности потока

$$I = \sqrt{u'^2} / u_e$$

на коэффициент аналогии Рейнольдса посвящено достаточно мало исследований [10]. Приведённые в литературе немногочисленные экспериментальные данные крайне противоречивы. Так, если в работах [11], [12] влияния I на величину k_q замечено не было, то из работ [13–16] следует, что с ростом степени турбулентности коэффициент аналогии значительно возрастает.

Существенную ясность в вопрос о влиянии I на коэффициент аналогии k_q вносят экспериментальные исследования, проведённые в ЦАГИ [17]. По мнению авторов [17], расхождения в результатах предыдущих исследований являются в основном следствием не учёта влияния масштаба турбулентности набегающего потока и числа Рейнольдса пограничного слоя Re^{**} .

На рис. 7 приведены экспериментальные данные, позволяющие сделать вывод о независимости коэффициента аналогии Рейнольдса от эквивалентной турбулентности I_{eq} , учитывающей совместное влияние интенсивности турбулентности I набегающего потока, масштаба турбулентности и числа Рейнольдса пограничного слоя Re^{**} , рассчитанного по толщине потери импульса.

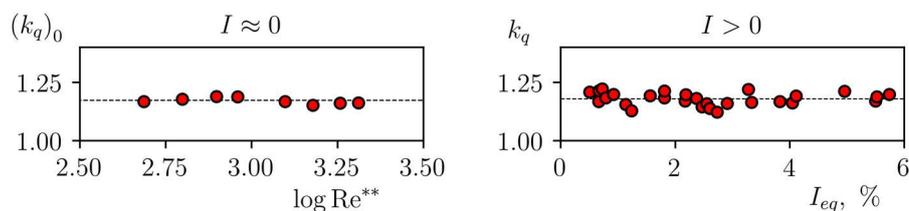


Рис. 7. Зависимость коэффициента аналогии Рейнольдса от числа Рейнольдса и степени турбулентности набегающего потока. По данным работы [17]

Как результат работы [17] можно отметить, что осреднённое значение коэффициента аналогии Рейнольдса, полученное при $I > 0$, равно

$$k_q = 1.179 \pm 0.024$$

3.1.2. Влияние продольного градиента давления

Продольный градиент давления оказывает существенное влияние на процессы трения и теплообмена [10], [18]. В качестве иллюстрации, на рис. 8 показаны результаты работы [10].

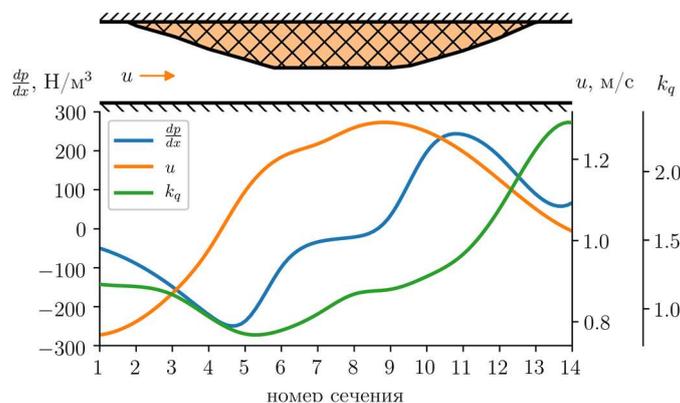


Рис. 8. Влияние продольного градиента давления на коэффициент аналогии Рейнольдса. По данным работы [10]

Как видно из графика, положительный градиент давления приводит к росту коэффициента аналогии Рейнольдса.

Для оценки пределов повышения k_q рассмотрим последовательно течения в ламинарном и турбулентном пограничных слоях при наличии продольного градиента давления.

3.1.2.1. Ламинарный пограничный слой

В общем случае течение в ламинарном пограничном слое при наличии трения и теплообмена описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. Однако при выполнении определённых условий существуют автомодельные решения [19], описываемые обыкновенными дифференциальными уравнениями.

Приведём эти условия:

- Линейная зависимость вязкости от температуры.
- Число Прандтля равно единице $Pr = 1.0$.
- Температура стенки произвольна, но постоянна по всей поверхности $T_w = \text{const}$.

Используя преобразование Иллингворта – Стюартсона

$$\xi = \int_0^x b \frac{p_e a_e}{p_e^* a_e^*} dx, \quad \eta = \frac{a_e}{a_e^*} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_e^*} dy$$

и, принимая, что скорость на внешней границе пограничного слоя изменяется по закону

$$\tilde{u}_e = C \xi^m,$$

систему уравнений сжимаемого ламинарного пограничного слоя можно переписать следующим образом

$$\begin{aligned} f''' + f f'' &= \beta (f'^2 - 1 - S); \\ S'' + f S' &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

где $f' = \frac{u}{u_e}$, $S = \frac{T^*}{T_e^*} - 1$, $\beta = \frac{2m}{m+1}$.

Граничными условиями для этой системы являются

$$\begin{aligned} f(0) = f'(0) &= 0, & S(0) &= S_w, \\ f'(\infty) &= 1, & S(\infty) &= 0 \end{aligned} \quad (13)$$

При принятых обозначениях, коэффициент аналогии Рейнольдса можно выразить следующим образом:

$$k_q = \frac{-S_w' / S_w}{f''_w} \quad (14)$$

Результаты численного интегрирования системы (12) с граничными условиями (13) показаны на рис. 9. Из рисунка видно, что в области положительных градиентов давления коэффициент аналогии возрастает.

3.1.2.2. Турбулентный пограничный слой

Для оценки влияния продольного градиента давления на коэффициент аналогии Рейнольдса в турбулентном пограничном слое воспользуемся теорией предельных относительных законов трения и теплообмена Кутателадзе – Леонтьева [20].

Согласно [20] зависимость относительного коэффициента трения от параметров продольного градиента давления

$$\Psi = \left(\frac{c_f}{c_{f0}} \right)_{\text{Re}^{**}} = \left(\frac{\ln \xi_1}{I_1} \right)^2, \quad I_1 = \int_{\xi_1}^1 \left(1 + \frac{\Lambda \xi}{1 + 2\xi} \right)^{1/2} \frac{d\xi}{\xi}, \quad (15)$$

где $\Lambda = -\frac{2}{c_f} \frac{\delta}{u_e} \frac{du_e}{dx}$ – форм-параметр; ξ_1 – относительная толщина вязкого подслоя; $\xi = y/\delta$ – относительная толщина пограничного слоя.

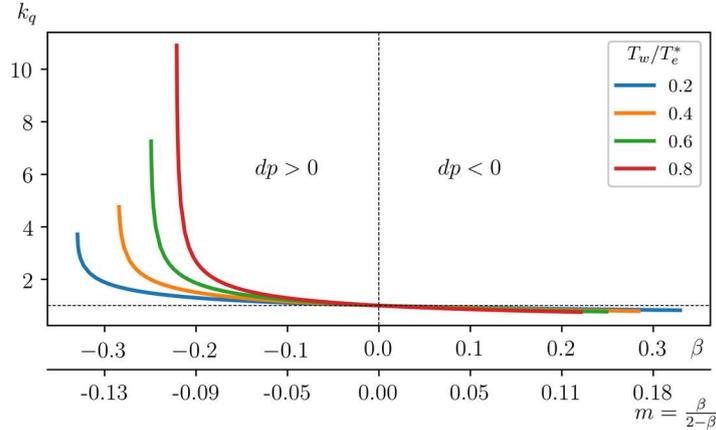


Рис. 9. Изменение коэффициента аналогии Рейнольдса для ламинарного пограничного слоя при наличии продольного градиента давления

Для относительного коэффициента теплоотдачи имеем

$$\Psi_S = \left(\frac{St}{St_0} \right)_{\text{Re}^{**}} = \frac{\ln^2 \xi_1}{I_1 I_2}, \quad I_2 = \int_{\xi_1}^1 \left(1 + \frac{\Lambda \xi}{1 + 2\xi} \right)^{-1/2} \frac{d\xi}{\xi}, \quad (16)$$

Тогда выражение для коэффициента аналогии Рейнольдса принимает следующий вид:

$$k_q = \frac{\Psi_S}{\Psi} k_{q0} = \frac{I_1}{I_2}, \quad (17)$$

где k_{q0} – коэффициент аналогии при «стандартных» условиях.

На рис. 10 показано изменение коэффициента аналогии Рейнольдса в турбулентном пограничном слое при положительном градиенте давления (расчёт по (17)). Коэффициент аналогии k_q представлен в зависимости от соотношения Λ_0/Λ_{0cr} , где форм-параметр Λ_0 рассчитывается по коэффициенту трения в «стандартных» условиях: $\Lambda_0 = -\frac{2}{c_{f0}} \frac{\delta}{u_e} \frac{du_e}{dx}$, а Λ_{0cr} – форм-параметр в сечении отрыва пограничного слоя.

Как видно из рис. 10 коэффициент k_q может достигать существенных значений, но при параметрах градиента давления близких к отрывным.

В целом можно заключить, что продольный положительный градиент давления может существенным образом нарушить аналогию Рейнольдса в сторону увеличения коэффициента аналогии. Однако это может происходить в состояниях близких к предотрывным. Численный анализ таких течений связан со значительными трудностями и требует дальнейших детальных исследований.

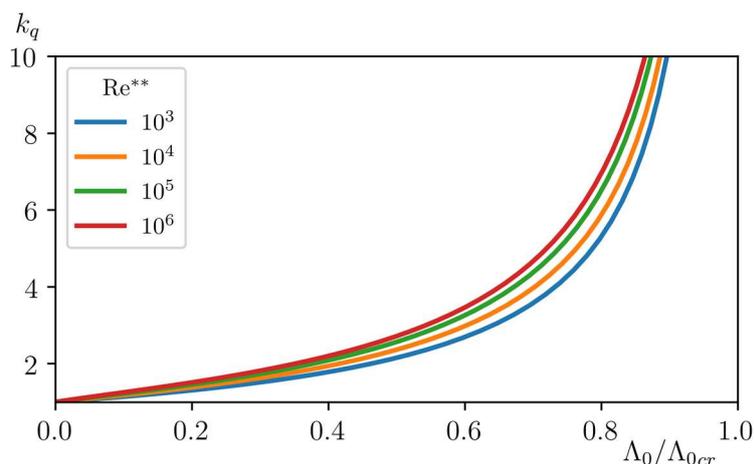


Рис. 10. Изменение коэффициента аналогии Рейнольдса для турбулентного пограничного слоя при наличии положительного продольного градиента давления

Кроме того, как видно из проведённого анализа, коэффициент аналогии увеличивается при положительном градиенте давления, т.е. при торможении потока. Однако, как известно [21], торможение сверхзвукового потока приводит к возникновению скачков уплотнения, что, в свою очередь, ведёт к дополнительным потерям давления торможения. Следовательно, использование конвективного охлаждения в сверхзвуковом потоке при наличии продольного градиента давления представляется нецелесообразным с точки зрения увеличения давления торможения.

3.2. Испарительное охлаждение

Ещё одним способом охлаждения потока является испарительное охлаждение: впрыск в газовый поток испаряющейся жидкости.

В работе [22] Шапиро и Хоторном было предложено уравнение описывающее изменение давления торможения в канале постоянного сечения при впрыске испаряющейся жидкости:

$$\frac{dP^*}{P^*} = -\frac{kM^2}{2} \left[\frac{dT^*}{T^*} + 4c_f \frac{dx}{d_h} + 2 \left(1 - \frac{u}{u_p} \right) \frac{dm}{m} - \frac{1}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \frac{dM}{M} \right] \quad (18)$$

Уравнение (20) описывает изменение давления торможения в канале произвольного сечения при впрыске воды (dm) с учётом трения (c_f) и изменения молекулярного веса системы (M). Устройство, реализующее рост давления торможения за счёт испарительного охлаждения (термопрессия) было названо авторами работы [22] аэротермопрессором (АТП). Схема устройства и изменение основных параметров показаны на рис. 11.

Работа [22] послужила началом крупному теоретико-экспериментальному исследованию процессов испарения жидкости в высокоскоростном высокотемпературном потоке газа. Целью этого исследования было изучение условий повышения давления торможения. Серия экспериментов и расчётов была проведена в Массачусетском технологическом институте (МТИ) в период 1952–1956 гг [23].

Одно из первых экспериментальных исследований было проведено в работе [24]. Стоит отметить, что предварительные исследования показали, что

- эффективность АТП является функцией диаметра испарительной части;
- АТП наиболее эффективно будет работать при сверхзвуковых скоростях.

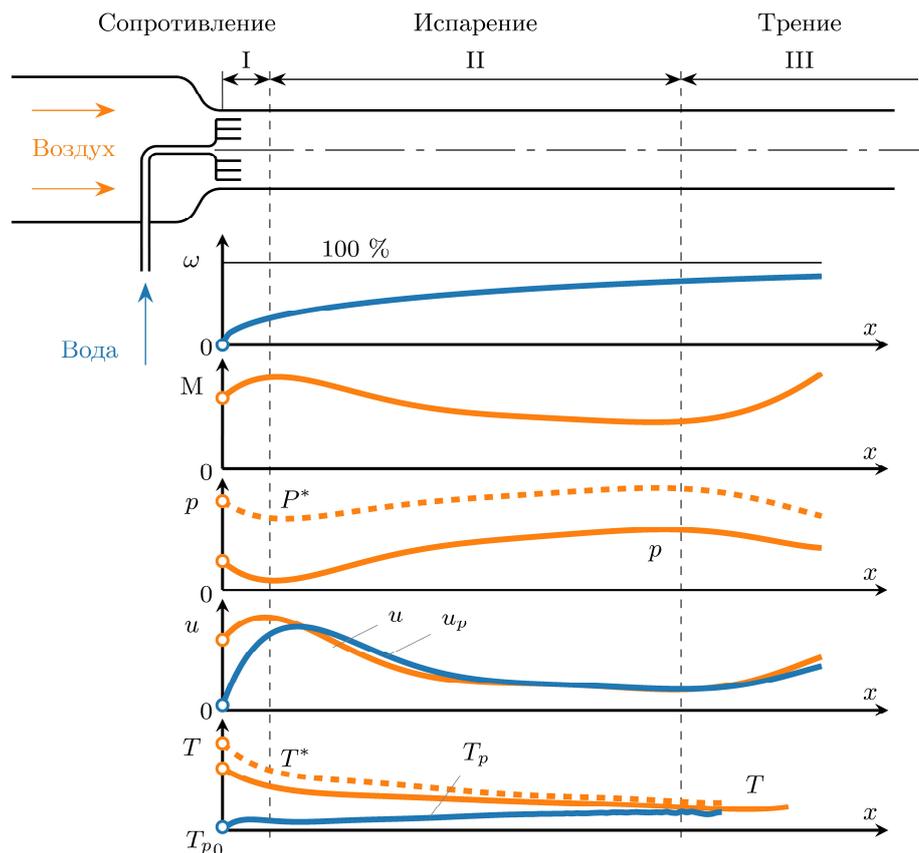


Рис. 11. Качественное изменение параметров в аэротермопрессоре

Другими словами, аэротермопрессор должен быть крупноразмерным и высокоскоростным устройством. Однако, несмотря на это в работе [24] был исследован малоразмерный АТП ($d_h \approx 50$ мм, $L/d_h \approx 35$). Такой выбор преследовал следующие цели:

- оперативно и при минимальных затратах исследовать процессы, протекающие в АТП и режимы его работы;
- получить экспериментальные данные для валидации теоретических расчётов;
- путём экстраполяции данных оценить возможные характеристики работы крупноразмерного АТП;
- накопить информацию для создания среднеразмерного АТП.

Малоразмерный АТП состоял из конического сопла, системы впрыска воды, испарительной части (цилиндрической трубы постоянного сечения) диаметром $d_h = 53.975$ мм и длиной $L = 1.86$ м ($L/d_h = 34.47$) и диффузора с углом раскрытия $\alpha = 6^\circ$ и степенью расширения $n = 7.97$.

В эксперименте измерялось статическое давление по длине испарительной части АТП. Так же использовались специально разработанные зонды для отбора пара.

В работе были проведены экспериментальные исследования 20 различных систем впрыска. Наилучшей была признана система осевого подвода воды с малой скоростью по ходу высокоскоростного газового потока. Система состояла из семи трубок с наружным диаметром $d_{out} = 3.175$ мм и внутренним $d_{in} = 2.795$ мм. Одна трубка располагалась в центре, а остальные шесть равномерно по окружности диаметром $d = 31.75$ мм.

Влияние впрыска воды на распределение статического давления показано на рис. 12. Измерения были проведены при приблизительно постоянном числе Маха на входе $M_0 \approx 0.5$, но для трёх различных значений относительного расхода воды $\Omega_0 = m_p/m$ и двух значений температуры торможения на входе T_0^* .

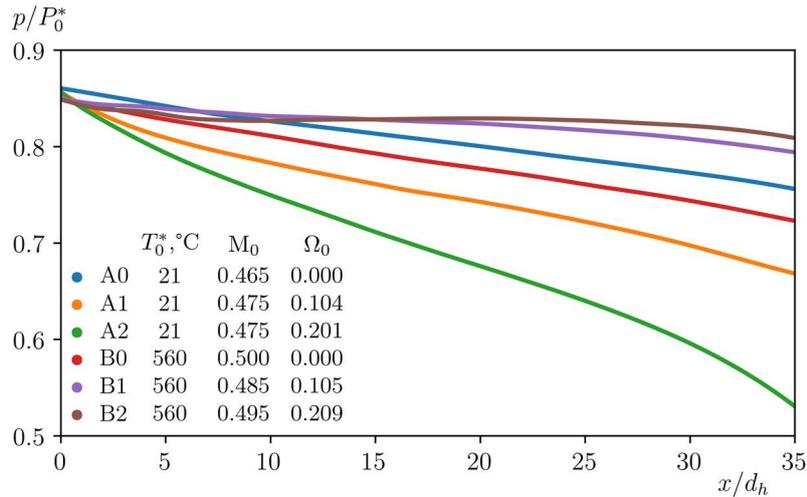


Рис. 12. Влияние впрыска воды на распределение статического давления в канале постоянного сечения при наличии трения. Данные работы [24]

Кривые A0 и B0 (см. рис. 12) соответствуют течению без впрыска воды при $T_0^* = 21$ и $560\text{ }^\circ\text{C}$, соответственно. Так как режим течения дозвуковой, то статическое давление падает вдоль канала. Кривая A0 лежит выше кривой B0, так как, во-первых, начальное число Маха M_0 для A0 немного ниже и, во-вторых, вследствие меньшего числа Рейнольдса для «холодного» течения, коэффициент трения для A0 также ниже.

Кривые A1 и A2 (см. рис. 12) соответствуют распределениям давления при различных уровнях впрыска воды при низкой температуре. При этих режимах происходит испарение малого количества жидкости и падение давления здесь значительно, так как сила лобового сопротивления каплей добавляется к сопротивлению сил трения.

Сравнение кривых B1 и B2 с кривыми A1 и A2 (см. рис. 12) показывает, что впрыск жидкости при высокой начальной температуре приводит к снижению потерь давления. При начальной температуре $T_0^* = 560\text{ }^\circ\text{C}$ испарение жидкости весьма ощутимо и существенно снижает потери давления в сравнении со случаем без впрыска воды.

На рис. 13 показано изменение статического давления по длине канала при различных значениях начального относительного расхода воды Ω_0 .

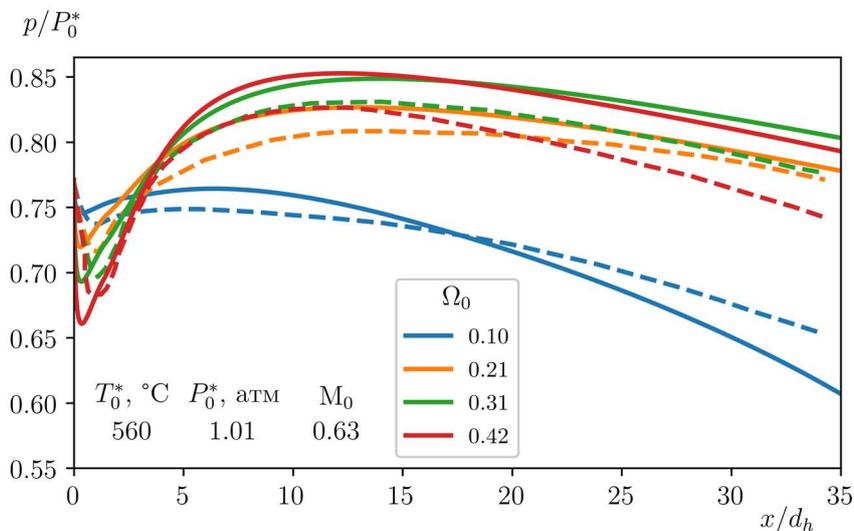


Рис. 13. Влияние относительного расхода воды на изменение статического давления по длине АТП. $d_h = 53.975\text{ мм}$; $T_0^* = 560\text{ }^\circ\text{C}$; $P_0^* = 1.01\text{ атм}$; $M_0 = 0.63$. Сплошные линии – расчёт (см. п.4.1), штриховые линии – эксперимент [24]

Все кривые соответствуют начальному числу Маха $M_0 = 0.63$ и начальной температуре торможения $T_0^* = 560$ °С. Так как течение без впрыска воды при $M_0 = 0.63$ соответствует критическому, то кривая для этого случая не показана.

Все кривые на рис. 11 и 13 можно условно разделить на следующие участки, в соответствии с протекающими процессами:

- Резкое падение давления вследствие впрыска воды, т.к. на этом участке доминируют силы сопротивления капель.
- Последующий быстрый рост давления, соответствующий быстрому испарению жидкости, происходящему в «турбулентном» режиме, т.к. относительная скорость (между каплями жидкости и газом) значительна. На этом участке эффект испарения доминирует над трением и сопротивлением капель.
- После того как капли жидкости были разогнаны газовым потоком, и относительная скорость стала близка к нулю, испарение перешло в «ламинарный» режим, т.к. коэффициент теплообмена существенно уменьшился, а кроме того существенно снизился перепад температур между каплями и газом. На данном этапе превалирующей становится сила трения и давление опять падает.

Совместный эффект сил трения, сопротивления капель воды и испарения при высоких температурах, как показывают результаты работы [24], может привести к непрерывному переходу от дозвукового потока к сверхзвуковому в канале постоянного сечения. Такой интересный феномен проиллюстрирован на рис. 14. Все кривые на рисунке соответствуют $T_0^* = 560$ °С и $\Omega_0 = 0.21$. Стоит отметить, что кривые на рис. 14 сходны по своему поведению с рис. 13.

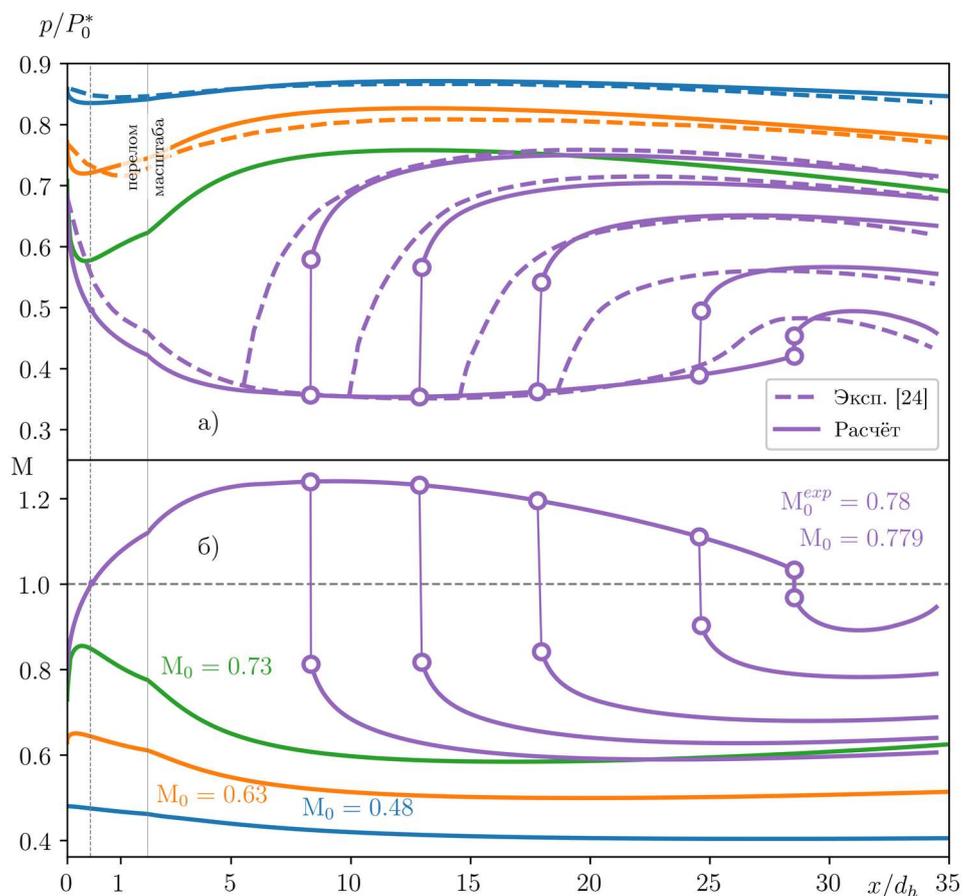


Рис. 14. Влияние начального числа Маха на распределение статического давления (а) и числа Маха (б) по длине АТП. Непрерывный переход через скорость звука. $T_0^* = 560$ °С; $P_0^* = 1.01$ атм; $\Omega_0 = 0.21$. Сплошные линии – расчёт (см. п.4.1), штриховые линии – эксперимент [24]

В эксперименте [24] число Маха не было измерено, однако из результатов расчёта (см. рис. 14, б) видно, что на начальном участке число Маха возрастает, когда сила сопротивления капле превалирует, затем, по мере того, как всё большую роль играет испарение, число Маха уменьшается и наконец вновь возрастает с того момента, как сила трения становится главенствующей. Следовательно, число Маха проходит через максимум, когда испарение становится доминирующим. Если число Маха на входе постоянно увеличивать (за счёт изменения противодавления), то максимальное число Маха тоже будет увеличиваться, пока не достигнет значения единицы. Такое «критическое» начальное число Маха, зафиксированное в эксперименте было равно $M_{0cr} = 0.78$. Значение массового расхода в этом случае достигает своего максимума и поток становится «запертым». Дальнейшее увеличение начального числа Маха за счёт изменения противодавления невозможно.

Для «запертого» течения (кривая, с $M_0 = 0.779$ на рис. 14) давление сначала падает, а число Маха возрастает, так как поток дозвуковой и сила сопротивления капле доминирует. Критические условия достигаются, когда число Маха становится равным единице, на расстоянии $x/d_h \approx 0.4$ от сечения впрыска. В этих условиях испарение жидкости становится наиболее значимым, давление продолжает падать, а число Маха продолжает возрастать, т.е. происходит непрерывный переход в сверхзвуковую область течения. На расстоянии $x/d_h \approx 10$ силы трения начинают превалировать над всеми остальными эффектами и, соответственно, в сверхзвуковом потоке давление начинает расти, а число Маха снижаться. На расстоянии $x/d_h \approx 28$ происходит скачок уплотнения и поток переходит в дозвуковую область течения. По-прежнему сила трения является основной, а значит давление начинает падать, а число Маха расти и достигает единицы в конце испарительной части. Течение в диффузоре становится сверхзвуковым, а затем скачком переходит в дозвуковую область. Положение скачка уплотнения определяется противодавлением. По мере увеличения противодавления скачок уплотнения будет продвигаться вверх по потоку и переходить в секцию испарения. Характерные распределения давления вдоль канала показаны на рис. 14, а.

Влияние различных факторов на переход через скорость звука в канале постоянного сечения при впрыске воды рассмотрено в работе [25].

Для оценки эффективности работы АТП было предложено использовать следующий комплекс [24]:

$$\frac{P_2^* - P_0^*}{P_0^* M_0^2}, \quad (19)$$

где P_0^* – давление торможения на входе в сопло; P_2^* – давление торможения на выходе из диффузора и M_0 — начальное значение числа Маха, на входе в испарительную секцию. Не трудно заметить, что показатель эффективности (19) есть ни что иное как нормированная левая часть уравнения (18), при замене дифференциала в (18) на разность давлений.

Значения коэффициента эффективности приведены на рис. 15. На графике показаны максимальные значения коэффициента эффективности АТП, наблюдаемые в эксперименте [24] при варьировании относительного расхода воды.

Как и ожидалось, для малоразмерного АТП не удалось получить суммарного роста давления торможения, так как малый размер аппарата влечёт за собой неблагоприятный эффект доминирующего трения. Тем не менее, ожидаемое увеличение эффективности при росте числа Маха и уровня температуры подтвердилось.

В работе [26] исследовался среднеразмерный АТП состоящий из сужающегося сопла, испарительной части постоянного сечения, диаметром $d_h = 276.4$ мм, длиной $L/d_h = 7.85$ и выходного диффузора с углом раскрытия 5° . Максимальное увеличение давления торможения, зафиксированное в эксперименте $(P_2^* - P_0^*)/P_0^* \approx 5\%$. Кроме того, исследовался канал с переменной площадью поперечного сечения. Площадь варьировалась специальной вставкой. Однако, дополнительные потери трения, вызванные вставкой, превысили положительный эффект изменения площади.

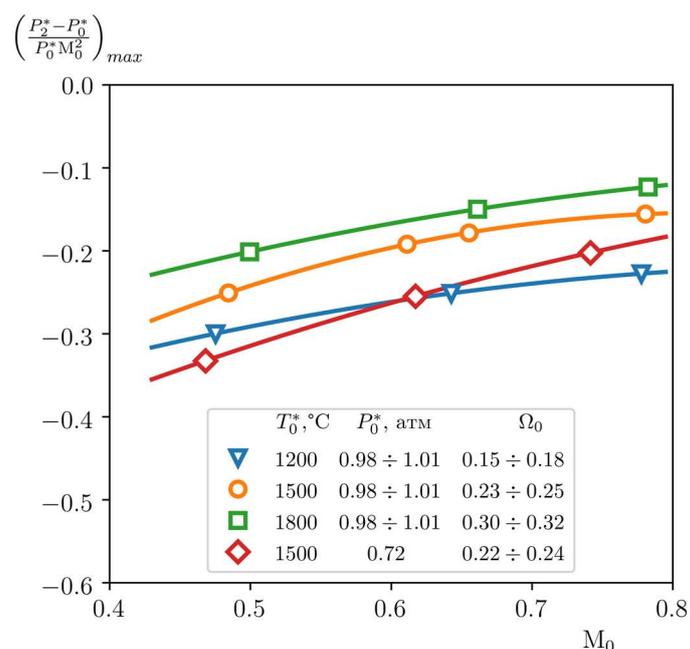


Рис. 15. Эффективность малоразмерного аэротермопрессора. Данные работы [24]

Экспериментальные исследования работы [27] проводились на той же установке, что и [26], однако геометрия испарительной части была модифицирована. Для исследования влияния закона изменения площади поперечного сечения испарительной части АТП на давление торможения использовались как внутренняя вставка, так и конический канал («внешнее» изменение площади). Результаты приведены в табл. 3. Как видно из таблицы, максимальное изменение давления торможения зафиксировано на уровне $\approx 7\%$. Кроме того, для решения проблемы запуска устройства, в работе [27] использовался отсос пограничного слоя в начале испарительной части, как видно из табл. 3, это привело к суммарному увеличению давления торможения до $\approx 8\%$.

Таблица 3

Сводная таблица результатов экспериментального исследования аэротермопрессора в МТИ

d_h	T_0^*	P_0^*	M_0	Ω_0	$\frac{P_2^* - P_0^*}{P_0^* M_0^2}$	$\frac{P_2^* - P_0^*}{P_0^*}$	примечание	источник
мм	°C	атм	—	—	—	—	—	—
53.975	393	1.01	0.777	0.17	-0.229	-0.138	$dA = 0$	[24]
	560		0.780	0.24	-0.159	-0.097		
	727		0.783	0.31	-0.127	-0.078		
279.4	655	1.35	0.45	0.35	0.064	0.013	$dA = 0$	[26]
	650	1.40	0.77	0.30	0.061	0.036		
	557	1.34	0.67	0.27	0.024	0.053		
279.4	655	1.35	0.46	0.36	-0.009	-0.002	$dA = 0$	[27]
	650			0.26	0.018	0.010		
	588		0.75	0.27	0.039	0.022	$dA \neq 0$, вставка	
	655			0.25	0.119	0.067	$dA < 0$	
		0.137	0.077		$dA < 0$, отсос ПС			
53.975	560	0.953	1.34	0.17	-0.066	-0.119	$dA = 0$	[28]
			1.47	0.24	-0.061	-0.132		
			1.53		-0.064	-0.150		

В работе [28] были проведены исследования начального числа Маха на характеристики АТП. Эксперименты проводились на малоразмерном АТП ([24]), дополненном специальной системой впрыска воды, реализующей переход основного потока в сверхзвуковой режим. По сути это устройство представляло собой сверхзвуковое сопло с центральным телом. Результаты исследований также приведены в табл. 3. Как видно, не удалось получить выигрыша в повышении давления торможения за счёт сверхзвукового начального числа Маха. Авторы объясняют это, во-первых, малым диаметром испарительной части, а, во-вторых, наличием скачков уплотнения в канале АТП.

В работах [29], [30] описаны результаты экспериментального исследования, проведенного на малоразмерном азоттермопрессоре ($d_h = 50.8$ мм, квадратное поперечное сечение) как в дозвуковом ($M_0 = 0.5$), так и в сверхзвуковом потоках ($M_0 = 1.87$) при температурах $T_0^* = 20$ и 560 °С. Проведённые фотографические исследования первичной атомизации распылённой воды в сверхзвуковом потоке показали, что жидкость не распределяется равномерно по каналу, как в дозвуковом потоке. Описаны различные методы впрыска воды, предназначенные для преодоления этого недостатка. В связи с несовершенной системой впрыска воды не удалось добиться повышения давления торможения при сверхзвуковом режиме течения.

В работе [31] проводились опыты на модели АТП с расходом газа $m = 1.63$ кг/с и температурах $T_0^* = 355 \div 365$ °С. Варьировались длина участка испарения, начальное число Маха и относительный расход воды. Автором делается вывод о целесообразности предварительного подогрева жидкости до температуры $T_0^* = 55\text{--}60$ °С и некоторого сужения участка испарения.

В работе [32] экспериментально исследовался АТП с расходом газа $m = 18$ кг/с ($d_h \approx 360$ мм). В экспериментах варьировались как геометрия АТП, так и режимные параметры. Предложена и испытана новая конструкция АТП с целью совершенствования системы подвода и распыла воды [33]. Эффективность работы АТП оценивалась по абсолютному

$$\Delta = \Delta P_0^* - \Delta P^*$$

и относительному

$$\delta = \frac{\Delta}{\Delta P_0^*}$$

эффектам термопрессии, где ΔP_0^* и ΔP^* – соответственно потери давления торможения в АТП без подвода и с подводом охлаждающей воды.

Экспериментальные значения величин для новой конструкции составили $\Delta = 0.087 \div 0.135$ атм и $\delta = 0.3 \div 0.5$, соответственно (при $\lambda_0 = 0.75 \div 1.00$). Авторы отмечают, что несмотря на значительное повышение эффективности работы АТП по новой схеме и уменьшению его длины, в проведённых опытах не удалось получить полного снятия сопротивления АТП и тем более превышения начального давления торможения. Это объясняется большим аэродинамическим сопротивлением АТП без подачи воды. Устранить этот недостаток в будущем авторам работы [32] видится довольно простой задачей.

В работе [34] проведено экспериментальное исследование АТП с диаметром испарительной части $d_h = 25$ мм и длинами $L/d_h = 5$ и 7 . Число Маха на входе составляло $M_0 = 0.4 \div 0.9$. В экспериментах не было достигнуто повышения давления торможения (по сравнению с начальным), однако зафиксировано, что впрыск воды обеспечивает снижение потерь давления торможения на $15\text{--}20$ % по сравнению с потерями давления торможения в «сухом» АТП.

Таким образом, можно сделать вывод, что АТП должен быть крупноразмерным (для минимизации потерь трения), высокоскоростным (для интенсификации процессов испарения

и отвода тепла) устройством. Стоит отметить, что приведённые выше данные экспериментальных исследований можно улучшить, используя меньшие длины испарительной части АТП.

4. Математическая модель

Для изучения основных механизмов и влияния отдельных факторов на степень повышения давления торможения в канале АТП рассмотрим задачу о двухфазном потоке газов и испаряющихся капель. Будем рассматривать одномерное течение предполагая, что не только параметры текущего газа, но и характеристики потока капель распределены равномерно по каждому сечению. Так же будем считать, что в начале процесса все капли имеют одинаковые размеры.

Потоки газа и капель рассматриваются как две отдельные движущиеся системы, к каждой из которых применяются уравнения сохранения. Обе системы связаны обменом массы, импульса и тепла между каплями и газом.

Математическая модель, построенная на описанных выше допущениях описана в работах [7], [35], [36]. Ниже, для полноты, приведём описание модели.

Для описания процессов, происходящих в канале АТП использовался известный метод Шапиро – Хоторна [7]. Метод позволяет анализировать течения при наличии различных внешних воздействий на поток. Идея метода состоит в том, что дифференциал каждой из рассматриваемых величин (скорости, давления, температуры и т.д.) выражается через линейную комбинацию независимых элементарных факторов воздействия (таких, как трение, изменение площади поперечного сечения, подвод тепла и т.д.); коэффициенты этих линейных комбинаций, называемые «коэффициентами влияния», выражаются в виде функций одной переменной (числа Маха).

В общем случае факторами воздействия являются: трение о стенки (c_f), изменение площади поперечного сечения (dA), торможение потока погруженными в него телами (частицами) (dX_p), подвод/отвод тепла (dQ), перемешивание и фазовые превращения впрыскиваемых веществ (dm_p) и изменение молекулярного веса (dM) и теплофизических свойств (dk) (вызванных химическими реакциями или перемешиванием).

На основе балансовых соотношений для выделенного элементарного объёма и привлекая уравнение состояния совершенного газа можно получить следующее уравнение для изменения числа Маха вдоль канала:

$$\begin{aligned} \frac{dM^2}{M^2} = & -\frac{2\left(1 + \frac{k-1}{2}M^2\right)}{1 - M^2} \frac{dA}{A} + \frac{1 + kM^2}{1 - M^2} \frac{dQ}{mC_p T} + \\ & + \frac{kM^2\left(1 + \frac{k-1}{2}M^2\right)}{1 - M^2} \left[4c_f \frac{dx}{d_h} + \frac{2dX_p}{kA_p M^2} + \left(1 - \frac{u_p}{u}\right) \frac{dm_p}{m} \right] + \\ & + \frac{2(1 + kM^2)\left(1 + \frac{k-1}{2}M^2\right)}{1 - M^2} \frac{dm_p}{m} - \frac{1 + kM^2}{1 - M^2} \frac{dM}{M} - \frac{dk}{k} \end{aligned} \quad (20)$$

Уравнения для остальных переменных (давление, температура и т.д.) могут быть найдены в [7].

Для замыкания системы уравнений необходимо выразить внешние воздействия через параметры течения.

Если через $m + m_p$ обозначить полный расход для смешанной системы (m_p относится к потоку капель). Полный расход остается постоянным, поэтому

$$m + m_p = const = m_0 + m_{p_0}$$

Здесь нулевой индекс относится к условиям во входном сечении.

Таким образом, в каждой точке поток газов будет складываться из потока воздуха и потока пара:

$$m = m_0 + m_{p_0} - m_p \quad (21)$$

Молекулярный вес газообразной системы поэтому будет выражаться следующим образом:

$$\mathcal{M} = \frac{m_0 + m_{p_0} - m_p}{\frac{m_0}{\mathcal{M}_A} + \frac{m_{p_0} - m_p}{\mathcal{M}_V}} \quad (22)$$

Индексы A и V обозначают воздух и пар соответственно.

Газовая постоянная определяется из следующего соотношения:

$$R = \frac{R_{unv}}{\mathcal{M}}, \quad (23)$$

где R_{unv} — универсальная газовая постоянная, Дж/моль·К.

Изменение теплоёмкости, согласно аддитивному закону

$$C_p = \frac{m_0}{m} C_{pA} + \frac{m_{p_0} - m_p}{m} C_{pV} \quad (24)$$

Показатель адиабаты связан с C_p и R следующим соотношением:

$$k = \frac{C_p}{C_p - R} \quad (25)$$

Элементарное сопротивление капель X_p

$$\frac{2dX_p}{kApM^2} = \frac{m_p}{m} \frac{du_p}{u} \quad (26)$$

Количество тепла dQ_p передаваемое газообразной системой жидкой системе, отчасти идёт на повышение энтальпии капель, отчасти — на испарение массы жидкости dm_p , поэтому можно записать

$$-dQ_p = m_p dh_p - (h_v - h_p) dm_p,$$

где h_p — энтальпия жидкости, соответствующая температуре T_p . Величина $h_v - h_p$ представляет собой скрытую теплоту парообразования L при температуре T_p , тогда

$$-dQ_p = m_p dh_p - L dm_p \quad (27)$$

Член dW_p обозначает механическую энергию, отнятую от газообразной системы. Далее, работа сил сопротивления капель не полностью извлекается из газообразной системы, так как часть ее рассеивается в самой газообразной системе. Отнятая механическая энергия равна приращению кинетической энергии жидкой системы

$$-dW_p = m_p u_p du_p \quad (28)$$

Далее необходимо записать соотношения, характеризующие обмен массы, количества движения и тепла между двумя системами. Эти соотношения легко составить для отдельной капли, учитывая, что её диаметр δ связан с массой m_p простым соотношением

$$\left(\frac{\delta}{\delta_0}\right)^3 = \frac{m_p}{m_{p0}}, \quad (29)$$

где δ_0 – диаметр капли во входном сечении (одинаковый для всех капель). Изменение массы частицы

$$-u_p \frac{d}{dx} \left(\frac{\pi \delta^3}{6} \rho_p \right) = \alpha_D (\pi \delta)^2 (\rho_V - \rho_{VT}) \quad (30)$$

Здесь ρ_V – плотность насыщенного пара при температуре T_p , ρ_{VT} – плотность пара при температуре T и парциальном давлении пара в основном потоке. Коэффициент α_D связан с коэффициентом диффузии пара в воздухе D , коэффициентом вязкости μ и другими параметрами соотношением

$$\alpha_D = \text{Sh} \frac{D}{\delta}, \quad \text{Sc} = \frac{\mu}{\rho D}, \quad \text{Re}_p = \frac{\rho \delta |u - u_p|}{\mu}$$

Сопротивление капли, уравновешивающее силу инерции, описывается следующим уравнением:

$$\rho_p \frac{\pi \delta^3}{6} u_p \frac{du_p}{dx} = C_D \frac{\pi \delta^2 \rho}{4} \frac{1}{2} (u - u_p) |u - u_p|, \quad (31)$$

где C_D – коэффициент аэродинамического сопротивления капель.

Тепло, подведенное к капле, связано со скоростью увеличения энтальпии капли и со скоростью испарения соотношением

$$\alpha_T (\pi \delta)^2 (T - T_p) = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_p u_p \frac{dh_p}{dx} - L u_p \frac{d}{dx} \left(\frac{\pi \delta^3}{6} \rho_p \right), \quad (32)$$

где коэффициент теплопередачи α_T выражается через коэффициент теплопроводности λ , коэффициент вязкости μ и другие параметры при помощи следующих выражений:

$$\alpha_T = \text{Nu} \frac{\lambda}{\delta}, \quad \text{Pr} = \frac{c_p \mu}{\lambda}$$

Вязкость смеси воздуха и пара рассчитывается по следующему соотношению [37]:

$$\mu = \sum_{i=1}^n \frac{y_i \mu_i}{\sum_{j=1}^n y_j \phi_{ij}}, \quad (33)$$

где

$$\phi_{ij} = \frac{\left[1 + (\mu_i / \mu_j)^{1/2} (\mathcal{M}_j / \mathcal{M}_i)^{1/4} \right]^2}{2\sqrt{2} \left[1 + (\mathcal{M}_i / \mathcal{M}_j) \right]^{1/2}} \quad (34)$$

Теплопроводность смеси определяется по аналогичной зависимости [38]

$$\lambda = \sum_{i=1}^n \frac{y_i \lambda_i}{\sum_{j=1}^n y_j \phi_{ij}}, \quad (35)$$

где ϕ_{ij} определяется из (34). Термодинамические и транспортные свойства индивидуальных веществ рассчитывались как функции температуры согласно методике [39].

Для расчёта коэффициентов тепло- и массоотдачи использовались уравнения Ранца–Маршалла (36) и Фрёслинга (37), соответственно [40]

$$\text{Nu} = 2 + 0.6\text{Re}_p^{0.6}\text{Pr}^{0.33} \quad (36)$$

$$\text{Sh} = 2 + 0.552\text{Re}_p^{0.5}\text{Sc}^{0.33} \quad (37)$$

Коэффициент трения определялся из соотношения Прандтля [19]

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log(\text{Re}_d \sqrt{\lambda} - 0.8), \quad c_{f_0} = \frac{\lambda}{4}, \quad (38)$$

с учётом поправки на сжимаемость [20]:

$$\Psi_M = \left(\frac{\arctan M \sqrt{r \frac{k-1}{2}}}{M \sqrt{r \frac{k-1}{2}}} \right)^2, \quad c_f = c_{f_0} \Psi_M, \quad (39)$$

где r – коэффициент восстановления температуры(10).

Для расчёта коэффициента аэродинамического сопротивления каплей использовались следующие зависимости [41]:

- Для чисел Маха $M_p < 1.0$

$$\begin{aligned} C_D = 24 & \left[\text{Re}_p + S \left\{ 4.33 + 1.567 \times \exp \left(-0.247 \frac{\text{Re}_p}{S} \right) \right\} \right]^{-1} + \\ & + \exp \left(-\frac{0.5M}{\sqrt{\text{Re}_p}} \right) \times \\ & \times \left[\frac{4.5 + 0.38(0.03\text{Re}_p + 0.48\sqrt{\text{Re}_p})}{1 + 0.03\text{Re}_p + 0.48\sqrt{\text{Re}_p}} + 0.1M_p^2 + 0.2M_p^8 \right] + \\ & + \left[1 - \exp \left(-\frac{M_p}{\text{Re}_p} \right) \right] 0.6S \end{aligned} \quad (40)$$

- Для чисел Маха $1.0 < M_p < 1.75$

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} \frac{1 + \exp \left(-\frac{0.427}{M_p^{4.63}} - \frac{3}{\text{Re}_p^{0.88}} \right)}{1 + \frac{M_p}{\text{Re}_p} \left[3.82 + 1.28 \exp \left(-1.25 \frac{\text{Re}_p}{M_p} \right) \right]}. \quad (41)$$

- Для чисел Маха $M_p \geq 1.75$

$$C_D = \frac{0.9 + \frac{0.34}{M_p^2} + 1.86 \left(\frac{M_p}{Re_p}\right)^{1/2} \left[2 + \frac{2}{S^2} + \frac{1.508}{S}\right] + \frac{1}{S^4}}{1 + 1.86 \left(\frac{M_p}{Re_p}\right)^{1/2}}, \quad (42)$$

где $M_p = \frac{|u-u_p|}{\sqrt{kRT}}$ и $S = M_p \sqrt{\frac{k}{2}}$.

Ещё одним важным параметром, необходимым для расчёта процессов в АТП является начальный средний диаметр капель. Величина среднего диаметра капли зависит в основном от выбранной системы распыла жидкости. Наиболее мелкие капли можно получить при распылении пневматическими форсунками. Дробление струи жидкости производится самим высокоскоростным газовым потоком. Одну из наиболее крупных серий опытов по воздушному распыливанию жидкости провели японские учёные Нукияма и Танасава [42]. На основании результатов нескольких сотен опытов, проведённых при различных условиях, авторы получили следующую эмпирическую формулу для среднего объёмно-поверхностного диаметра капель:

$$\delta_{32} = \frac{585}{u - u_p} \sqrt{\frac{\sigma_p}{\rho_p}} + 597 \left(\frac{\mu_p}{\sqrt{\rho_p \sigma_p}}\right)^{0.45} \left(1000 \frac{m}{m_p} \frac{\rho}{\rho_p}\right)^{1.5}, \quad (43)$$

где $\delta_{32} = \frac{\sum \delta^3 n}{\sum \delta^2 n}$ – средний объёмно-поверхностный диаметр капель, мкм; u и u_p – скорости воздуха и жидкости, м/с; σ_p – коэффициент поверхностного натяжения, дин/см³; ρ и ρ_p – плотность газа и жидкости, г/см³; μ_p – вязкость жидкости, пуаз; m и m_p – массовые расходы газа и жидкости, кг/с.

Уравнение (43) справедливо для следующего диапазона изменения параметров:

$$\begin{aligned} \rho_p &= 0.7 \div 12 \text{ г/см}^3, & \sigma_p &= 19 \div 73 \text{ дин/см}^3, \\ \mu_p &= 0.01 \div 0.3 \text{ пуаз}, & \frac{m_p}{m} \frac{\rho}{\rho_p} &= 600 \div 10000 \end{aligned}$$

Хрубецкий [43] изучал распыливание воздухом водяных струй, подаваемых параллельно или нормально к воздушному потоку. Опыты показали, что наиболее тонкое распыливание достигается в том случае, когда жидкость впрыскивается параллельно воздушному потоку в зону максимальной скорости воздуха.

Битрон [44] исследовал работу пневматических распылителей с расширяющимися воздушными каналами, в которых скорость вытекающей воздушной струи превышала скорость звука. Опыты Битрона показали, что уравнение (43) остается справедливым в охваченном авторе диапазоне сверхзвуковых скоростей с числом Маха $M = 1 \div 2$.

В результате получена замкнутая система, содержащая восемь обыкновенных дифференциальных уравнений и восемь неизвестных (M , u , T , ρ , p , m_p , T_p и u_p), которая может быть численно проинтегрирована с соответствующими начальными условиями.

4.1. Валидация модели

Как уже отмечалось, в работе [24] были проведены экспериментальные исследования аэротермопрессора диаметром $d_h = 53.975$ мм в широком диапазоне изменения параметров. В ходе исследований проводились серии экспериментов, в которых варьировались следующие параметры на входе в АТП:

- относительный расход воды $\Omega_0 = m_{p0}/m_0$;
- число Маха M_0 ;

- давление торможения воздуха P_0^* ;
- температура торможения T_0^* .

На рис. 13, 14 представлено сопоставление расчётных (сплошные кривые) и экспериментальных данных (штриховые кривые). Как видно из рисунков достигнуто удовлетворительное совпадение данных.

Как известно [4], при использовании обыкновенных дифференциальных уравнений для описания сжимаемых течений, при переходе через критическое значение числа Маха $M = 1$, возникает особая точка типа «седло». В связи с этим для моделирования течений с переходом через скорость звука (см. рис. 14) использовался метод, разработанный в работе [45].

4.2. Параметрическое исследование

Рассмотрим влияние основных параметров на степень повышения давления торможения при течении в АТП диаметром $d_h = 500$ мм. В качестве количественной характеристики работы АТП будем использовать максимальную степень повышения давления торможения:

$$\sigma_{\max}^* = \left(\frac{P^*(x)}{P_0^*} \right)_{\max} \quad (44)$$

На рис. 16, а приведены примеры изменения давления торможения по длине АТП для различных значений начальной массовой доли жидкости Ω_0 при дозвуковых начальных скоростях потока. Символами «о» показаны значения σ_{\max}^* (44) для каждого случая. Как видно из рисунка, σ_{\max}^* достигается на разных длинах канала. В дальнейшем мы будем рассматривать только значения σ_{\max}^* , предполагая, что каждому значению соответствует своя длина канала.

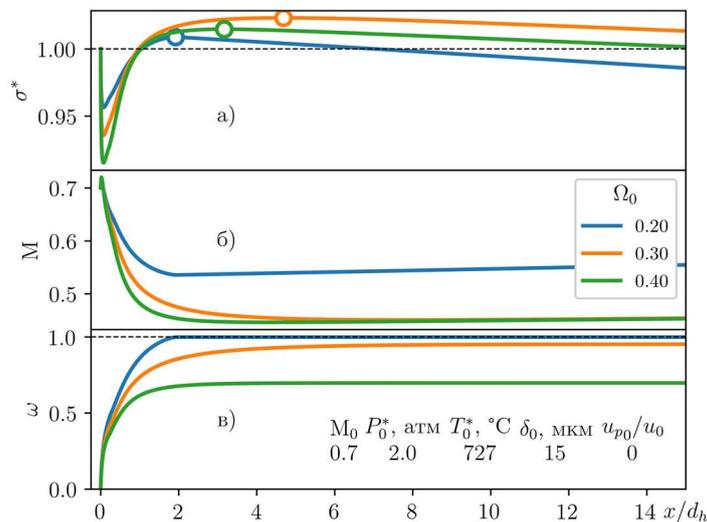


Рис. 16. Изменение относительного давления торможения (а), числа Маха (б) и массовой доли испарившейся жидкости (в) по длине канала АТП. $d_h = 500$ мм; $M_0 = 0.7$; $P_0^* = 2.0$ атм; $T_0^* = 727$ °С. Символами «о» показана σ_{\max}^* для каждого случая

Влияние начальной массовой доли жидкости на σ_{\max}^* при дозвуковых начальных скоростях потока и нулевой начальной скорости каплей $u_{p0}/u_0 = 0$ показано на рис. 17. Как видно из рисунка, для каждого начального числа Маха существует оптимальное значение Ω_0 . Кроме того, можно отметить, что недостаток воды сказывается существенно, чем избыток. Например, при $\Omega_0 = 0.2$ наименьшая степень повышения давления торможения наблюдается

для $M_0 = 0.7$. Это объясняется тем, что малое количество впрыснутой воды испаряется (отвод тепла) уже на коротком начальном участке канала ($x/d_h \leq 2$, см. соответствующую кривую на рис. 16, в), далее вниз по потоку давление торможения падает за счёт воздействия трения.

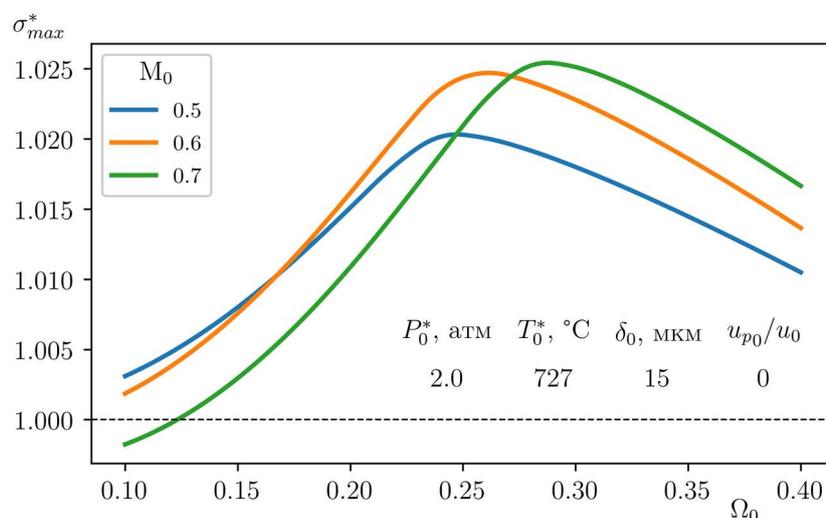


Рис. 17. Влияние дозвукового числа Маха и относительной массовой доли жидкости на максимальную степень повышения давления торможения в АТП. $d_h = 500$ мм; $P_0^* = 2.0$ атм; $T_0^* = 727$ °C

По мере роста начальной массовой доли жидкости Ω_0 , растёт количество испарившейся жидкости (см. рис. 16, в), а следовательно, количество отведённого тепла. Кроме того, с ростом Ω_0 число Маха в канале падает (см. рис. 16, б), т.е. испарение происходит при меньшем числе Маха. Наконец, при определённом значении Ω_0 , количество испарившейся жидкости начинает уменьшаться, а следовательно уменьшается и σ_{max}^* .

При сверхзвуковых скоростях на входе в АТП не удаётся получить повышения давления торможения при нулевой начальной скорости каплей $u_{p0}/u_0 = 0$, т.к. потери давления от впрыска и разгона каплей не компенсируются испарением (рис. 18, а).

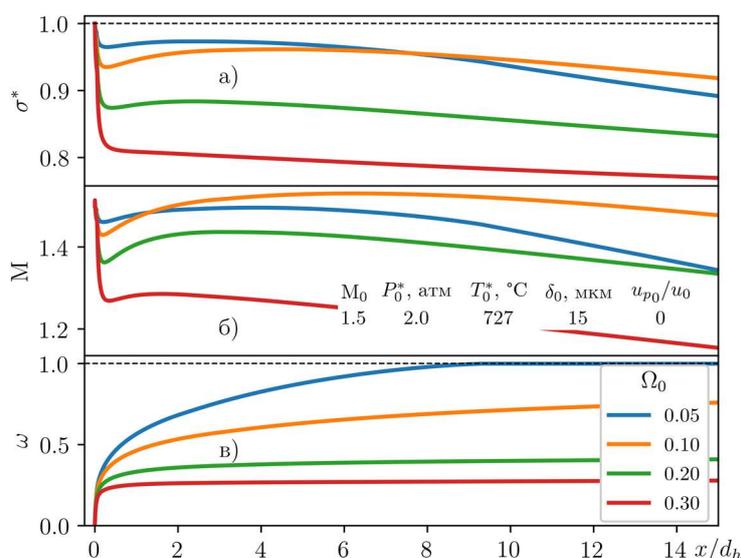


Рис. 18. Изменение относительного давления торможения (а), числа Маха (б) и массовой доли испарившейся жидкости (в) по длине канала АТП. $d_h = 500$ мм; $M_0 = 1.5$; $P_0^* = 2.0$ атм; $T_0^* = 727$ °C

Влияние начальной скорости капле u_{p0}/u_0 на степень повышения давления торможения при сверхзвуковых начальных скоростях показано на рис. 19. Рост начальной скорости капле снижает или полностью ликвидирует потери энергии на разгон капле и позволяет получить $\sigma_{max}^* \approx 1.25$ для $M_0 = 1.6$. Возможность разгона капле до скоростей основного потока ($M_0 = 1.5$) продемонстрирована в работе [44].

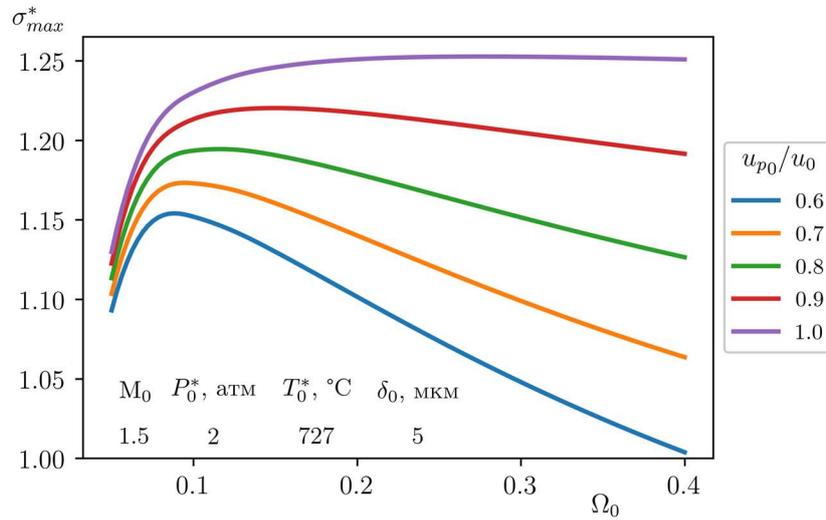


Рис. 19. Влияние относительной массовой доли жидкости и относительной скорости капле на максимальную степень повышения давления торможения в АТП. $d_h = 500$ мм; $M_0 = 1.5$; $P_0^* = 2.0$ атм; $T_0^* = 727$ °C

Поведение кривых на рис. 19 может быть объяснено следующим образом. Рост начальной скорости капле u_{p0}/u_0 приводит к росту числа Маха в канале (см. рис. П1), т.е. чем выше u_{p0}/u_0 , тем при более высоких числах Маха происходит испарение и, следовательно, σ_{max}^* растёт. С другой стороны, как уже отмечалось выше, повышение количества впрыснутой жидкости Ω_0 ведёт к снижению числа Маха.

На рис. 20 показано изменение σ_{max}^* в зависимости от начального числа Маха и относительной скорости капле.

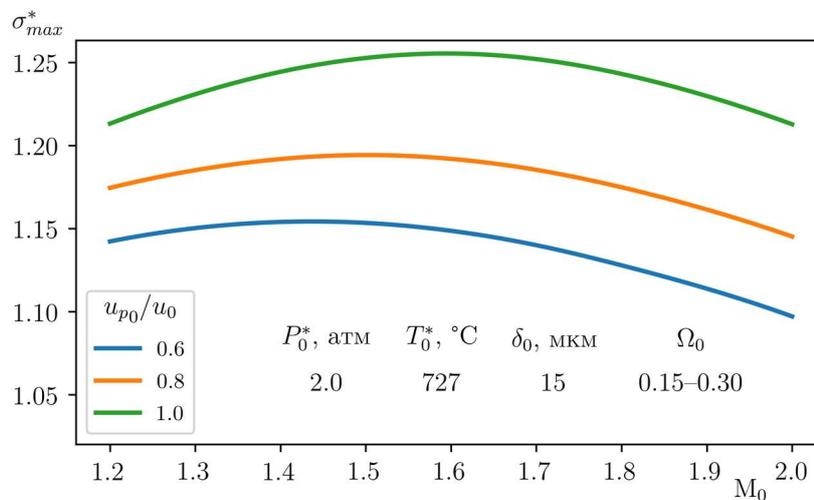


Рис. 20. Влияние числа Маха и относительной скорости частиц на максимальную степень повышения давления торможения в АТП. $d_h = 500$ мм; $M_0 = 1.5$; $P_0^* = 2.0$ атм; $T_0^* = 727$ °C

Кривые построены для оптимальных значений Ω_0 (см. рис. 19). Для каждого значения начальной относительной скорости капель u_{p0}/u_0 существует оптимальное число Маха. Как уже отмечалось, тепло от потока эффективнее отводить при высоких числах Маха, однако при росте начального числа Маха, доля испарившейся жидкости снижается (см. рис. П2). Баланс этих двух факторов позволяет получить оптимальное число Маха. Кроме того, рассмотренная модель предсказывает предельное повышение давления торможения $\sigma_{\max}^* \approx 1.25$.

4. Заключение

Рассмотрено влияние отвода тепла на характеристики сжимаемого потока. Проведены предельные оценки повышения давления торможения при наличии только теплового воздействия. Показано, что существует конечный предел повышения давления торможения в дозвуковом потоке при отводе тепла $(\sigma_{\max}^*)^{sub} \approx 1.28$.

Проанализировано влияние различных факторов на коэффициент аналогии Рейнольдса. Показано, что использование конвективного охлаждения в градиентных потоках нецелесообразно с точки зрения повышения давления торможения.

Приведён обзор работ по использованию испарительного охлаждения для повышения давления торможения. На базе одномерной модели азротермопрессора продемонстрирована возможность использования испарительного охлаждения в высокоскоростных потоках. Показано, что в сверхзвуковом потоке при ненулевой начальной скорости капель возможно получить повышение давления торможения (по сравнению с начальным). Кроме того, в рамках рассмотренной модели, предельное повышение давления торможения при течении в сверхзвуковом АТП составило $\sigma_{\max}^* \approx 1.25$.

Однако стоит отметить, что впрыск капель в сверхзвуковой поток представляет собой сложное, комплексное явление и требует более детального изучения.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена по государственному заданию МГУ
№ гос. рег.: АААА-А19-119012990115-5.

Приложение

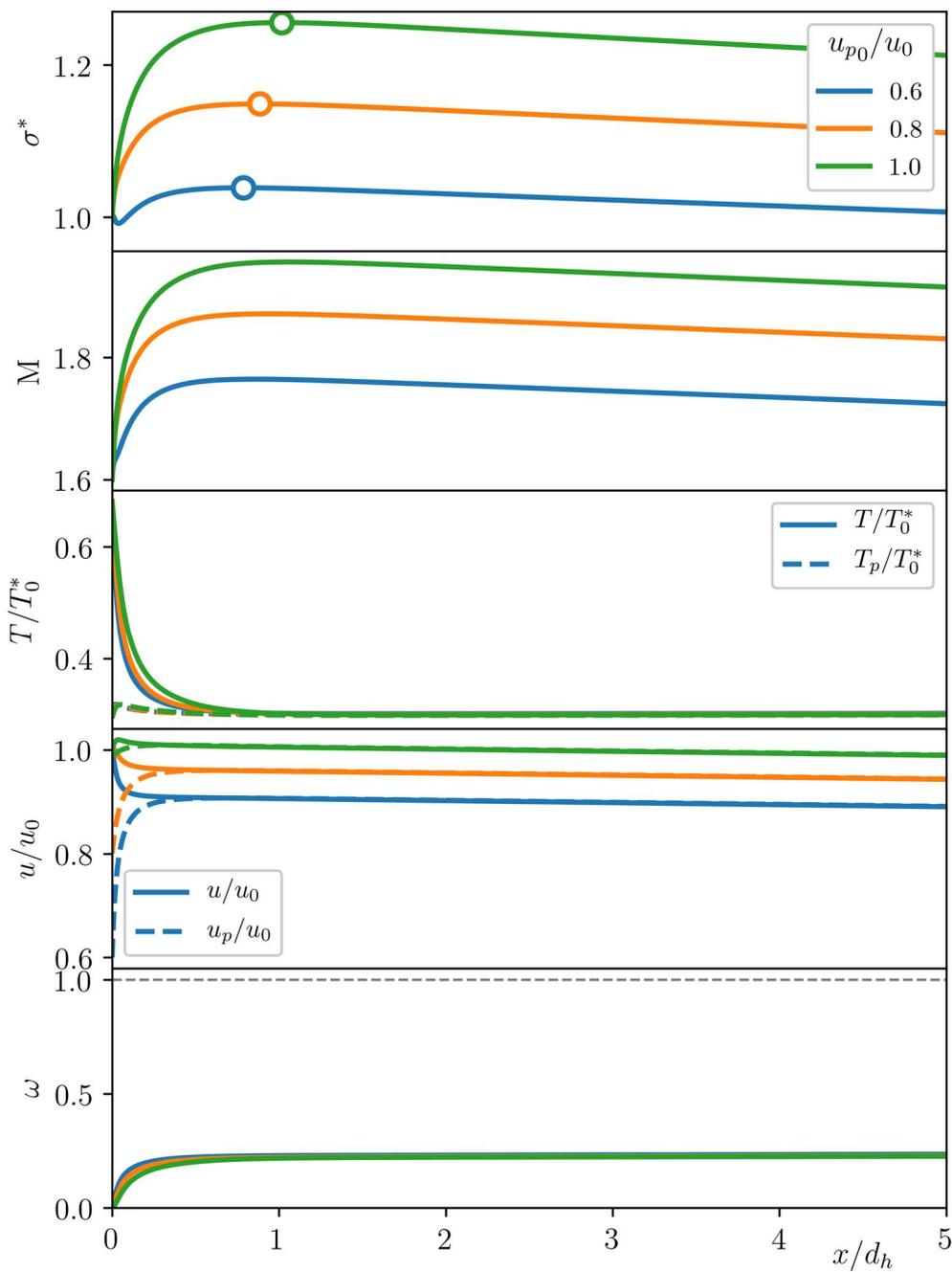


Рис. П1. Изменение основных параметров по длине АТП. $d_h = 500$ мм; $M_0 = 1.6$; $P_0^* = 2.0$ атм; $T_0^* = 727$ °С, $\Omega_0 = 0.3$; $\delta_0 = 5$ мкм

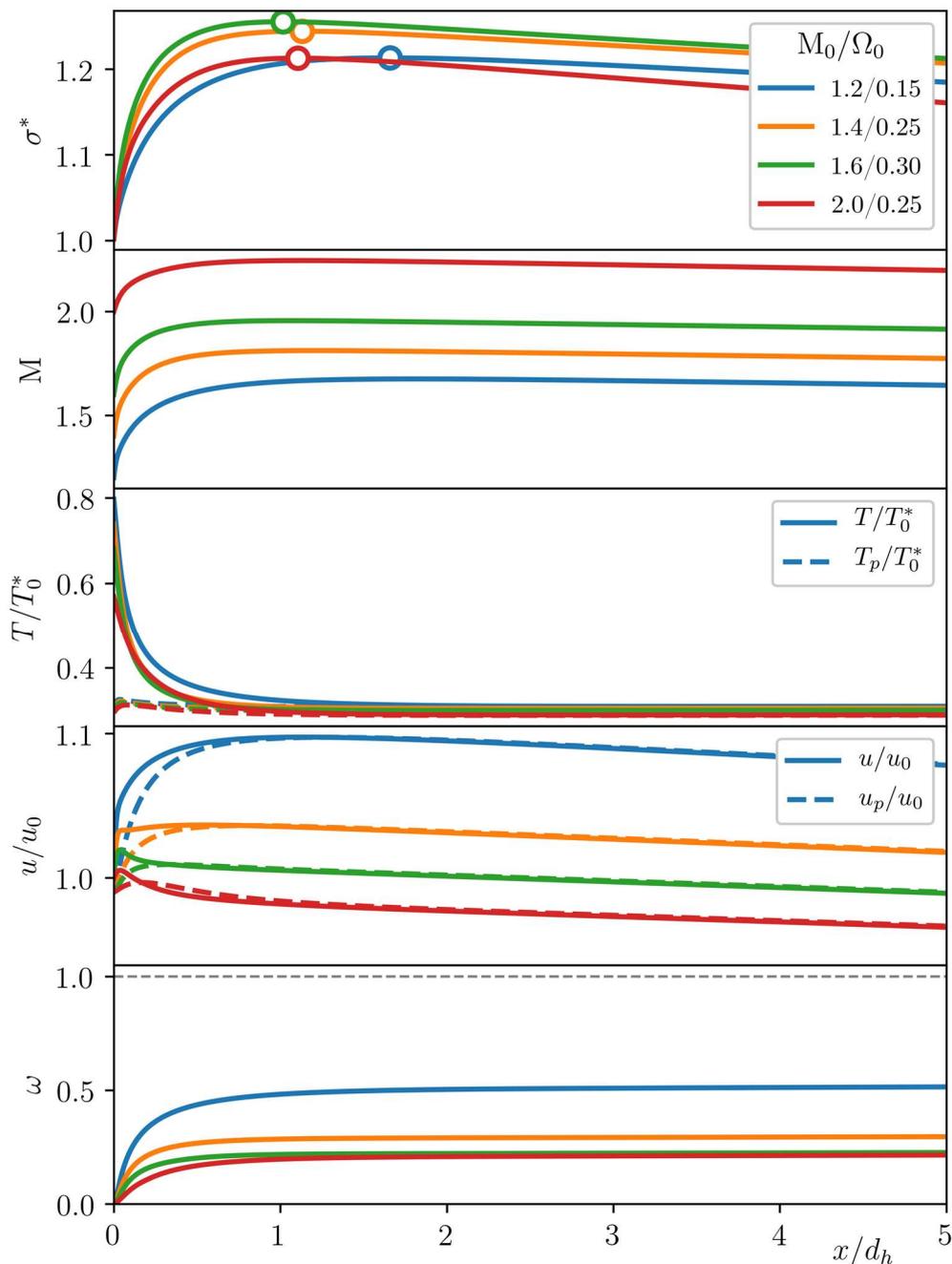


Рис. П2. Изменение основных параметров по длине АТП. $d_h = 500$ мм; $P_0^* = 2.0$ атм; $T_0^* = 727$ °С, $u_{p0}/u_0 = 1$; $\delta_0 = 5$ мкм

Литература

1. Леонтьев А. И. Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // Доклады Академии наук. 1997. Т. 354. С. 475–477.
2. Хазов Д. Е. Численное исследование безмашинного энергоразделения воздушного потока // Тепловые процессы в технике. 2018. Т. 10, № 1–2. С. 25–36.
3. Вулис Л. А. Термодинамика газовых потоков. М., Л.: Госэнергоиздат, 1950. 304 с.
4. Shapiro Н. А. The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow. The Ronald Press Company, 1953. Vol. 1. 647 p.

5. Сергель О. С. Прикладная гидрогазодинамика: Учебник для авиационных вузов. М.: Машиностроение, 1981. 374 с.
6. Бэр Г. Д. Техническая термодинамика. М.: Мир, 1977. 517 с.
7. Основы газовой динамики / Под ред. Эммонс Г. М.: Иностранной литературы, 1963. 698 с.
8. Seiff A. Examination of the existing data of the heat transfer of turbulent boundary layers at supersonic speeds from the point of view of Reynolds analogy. NASA, TN-3284, 1954. 38 p.
9. Aubrey Jr. M. Cary. Summary of available information on Reynolds analogy for zero-pressure-gradient, compressible, turbulent-boundary-layer flow. NASA, TN D-5560, 1970. 17 p.
10. Репик Е. У., Соседко Ю. П. Турбулентный пограничный слой. Методика и результаты экспериментальных исследований. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. 312 с.
11. Dyban E. P., Epik E. J. Heat transfer in boundary layer in a turbulent air flow // Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf. Vol. 2. Toronto, Canada, 1978. Pp. 507–512.
12. Kestin J. The effect of free-stream turbulence on heat transfer rates // Advances in Heat Transfer. 1966. Vol. 3, no. 1. Pp. 1–32. DOI: 10.1016/S0065-2717(08)70049-2
13. Blair M. F. Influence of free-stream turbulence on turbulent boundary layer heat transfer and mean profile development//ASME J. Heat Transfer. 1983. Vol. 105, no. 1. Pp. 33–47. DOI: DOI:10.1115/1.3245557
14. Simonich J. C., Bradshaw P. Effect of free-stream turbulence on heat transfer through a turbulent boundary layer//ASME J. Heat Transfer. 1978. Vol. 2, no. 4. Pp. 671–677. DOI:10.1115/1.3450875
15. Пядишюс А., Шланчяускас А. Турбулентный перенос в пристенных течениях. Вильнюс: Мокслас, 1987. 283 с.
16. Адомайтис И.-Э. И., Чесна Б. А., Вилемас Ю. В. Экспериментальное исследование теплоотдачи и трения цилиндра, продольно обтекаемого турбулизированным потоком воздуха с переменными физическими свойствами // Тр. АН Лит. ССР. Т. 1 (122) из Б. 1981. С. 51–69.
17. Михайлова Н. П., Репик Е. У., Соседко Ю. П. Исследование теплообмена и аналогии Рейнольдса в турбулентном пограничном слое при высоком уровне турбулентности набегающего потока // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 2. С. 61–71.
18. Kiselev N. A. et al. Heat transfer and skin-friction in a turbulent boundary layer under a non-equilibrium longitudinal adverse pressure gradient // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2021. Vol. 89. P. 108801. DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2021.108801
19. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
20. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 320 с.
21. Гуськов О.В., Копченков В.И. Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах. М.: Физматлит, 2008. 168 с.
22. Shapiro H. A., Howthorne R. W. The mechanics and thermodynamics of steady, one-dimensional gas flow // J. App. Mech. 1947. Vol. 69. P. 317.
23. Shapiro H. A., Wadleigh K. R. Final summary report of aerothermopressor project: 2-6985. Cambridge, Massachusetts: Massachusetts Institute of Technology, 1956.
24. Wadleigh K. R. An experimental investigation of a small-scale aerothermopressor — a device for increasing the stagnation pressure of high-temperature, high-velocity gas stream by evaporative cooling: submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of doctor of science. Massachusetts Institute of Technology, 1953.
25. Хазов Д.Е., Седлов А.А. Об одном случае перехода через скорость звука в канале постоянного сечения // Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках: Тезисы докладов XX школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А. И. Леонтьева (24–29 мая 2015 г., г. Звенигород). М.: Издательский дом МЭИ, 2015. 328 с. Изд. дом МЭИ Москва, 2015. С. 73–74.

26. Fowle A. A. An experimental investigation of an aerothermopressor having a gas flow capacity of 25 pounds per second: submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of doctor of philosophy. Massachusetts Institute of Technology. 1955.
27. Erickson A. J. A theoretical and experimental investigation of the aerothermopressor process: submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of doctor of science. Massachusetts Institute of Technology. 1956.
28. MacKay R. T. Experimental investigation of a 2 1/8 in diameter constant-area aerothermopressor with supersonic inlet: submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science in mechanical engineering. Massachusetts Institute of Technology. 1955.
29. Smith I. K. Investigation of increase of total pressure of a hot gas stream by the injection of water: A thesis submitted for the degree of Doctor of Philosophy, in the Faculty of Engineering, University of London. Imperial College London, 1961.
30. Smith I. K. The supersonic aerothermopressor // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. 1969. Vol. 184, no. 1. Pp. 121–132. DOI: 10.1243/PIME_PROC_1969_184_014_02
31. Ерофеев В. Л. Повышение мощности и экономичности газосиловой установки речного судна путем использования термогазодинамического эффекта: Дис. ... канд тех. наук: 05.00.00. Ленинград: Ленингр. ин-т водного транспорта, 1970. 151 с.
32. Степанов И. Р., Чудинов В. И. Некоторые задачи движения газа и жидкости в каналах и трубопроводах энергоустановок. Л.: Наука, 1977. 200 с.
33. Степанов И. Р., Чудинов В. И. Термопрессор: А. С. № 472209 СССР. 1975. Бюлл. №20. 77 с.
34. Konovalov D. et al. Experimental research of the excessive water injection effect on resistances in the flow part of a low-flow aerothermopressor // Advances in design, simulation and manufacturing III. Cham: Springer International Publishing, 2020. Pp. 292–301. DOI:10.1007/978-3-030-50491-5_28
35. Shapiro A. H. et al. The aerothermopressor—a device for improving the performance of a gasturbine power plant // Transactions of the American Society of Mechanical Engineers. 1956. Vol. 78, no. 3. Pp. 617–650. DOI: 10.1115/1.4013756
36. Хазов Д. Е. К вопросу об эффекте повышения полного давления // Огнеупоры и техническая керамика. 2006. № 11. С. 39–43.
37. Wilke C. R., A Viscosity Equation for Gas Mixtures // J. Chem. Phys. 1950. Vol. 18, no. 4. Pp. 517–519. DOI:10.1063/1.1747673
38. Mason E. A., Saxena S. C. Approximate Formula for the Thermal Conductivity of Gas Mixtures // The Physics of Fluids. 1958. Vol. 1, no. 5. Pp. 361–369.
39. Bell I. H., Wronski J., Quoilin S., Lemort V. Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp // Industrial & Engineering Chemistry Research. 2014. Vol. 53, no. 6. Pp. 2498–2508.
40. Пажи Д. Г., Галустов В. С. Основы техники распыливания жидкостей. М.: Химия, 1984. 256 с.
41. Машиностроение. Энциклопедия. Теоретическая механика. Термодинамика. Теплообмен / Под ред. К. В. Фролова. М.: Машиностроение, 2003. Т. I-2. 600 с
42. Nukiyama S., Tanasawa Y. Experiments on the Atomization of Liquids in an Airstream // Trans. Soc. Mech. Eng. Jpn. 1939. Vol. 5. Pp. 68–75.
43. Hrubycky Henry F. Experiments in Liquid Atomization by Air Streams // Journal of Applied Physics. 1958. Vol. 29, no. 3. Pp. 572–578. DOI: 10.1063/1.1723225
44. Bitron M. D. Atomization of liquids by supersonic air jets // Industrial & Engineering Chemistry. 1955. Vol. 47, no. 1. Pp. 23–28. DOI: 10.1021/ie50541a019.
45. Cao R. et al. New method for solving one-dimensional transonic reacting flows of a scramjet combustor // Journal of Propulsion and Power. 2016. Vol. 32, no. 6. Pp. 1403–1412. DOI: 10.2514/1.B36056

References

1. Leontiev A. I., Temperature stratification of supersonic gas flow, *Physics. Doklady*, 1997, vol. 42, no 6, pp. 309–311.
2. Khazov D. E., Numerical study of machineless energy separation of the air flow, *Thermal processes in engineering*, 2018, vol. 10, no. 1–2, pp. 25–36. [in Russian].
3. Vulis L. A., *Thermodynamics of gas flow*, Moscow, Leningrad, Gosjenergoizdat, 1950, 304 p. [in Russian].
4. Shapiro H. A., The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow, *The Ronald Press Company*, 1953, vol. 1.
5. Sergel O. S., *Applied Fluid Dynamics: Textbook for Aviation Universities*, Moscow, Mashinostroenie, 1981, 374 p. [in Russian].
6. Baehr H. D., *Technical thermodynamics*, Moscow, Mir, 1977, 519 p. [in Russian].
7. *Fundamentals of gas dynamics*. Ed. by Emmons G., Moscow. Izdatelstvo Inostrannoi literatury, 1963, 698 p. [in Russian].
8. Seiff A., Examination of the existing data of the heat transfer of turbulent boundary layers at supersonic speeds from the point of view of Reynolds analogy. NACA, TN-3284, 1954.
9. Aubrey Jr. M. Cary. Summary of available information on Reynolds analogy for zero-pressure-gradient, compressible, turbulent-boundary-layer flow. NASA, TN D-5560, 1970.
10. Repik E. U., Sosedko Yu. P., *Turbulent boundary layer. Methodology and results of experimental studies*, Moscow, FIZMATLIT, 2007, 312 p. [in Russian].
11. Dyban E. P., Epik E. J., Heat transfer in boundary layer in a turbulent air flow. *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf.* 1978, vol. 2, Toronto, Canada, pp. 507–512.
12. Kestin J., The effect of free-stream turbulence on heat transfer rates, *Advances in Heat Transfer*, 1966, vol. 3, no. 1, pp. 1–32. DOI: 10.1016/S0065-2717(08)70049-2
13. Blair M. F., Influence of free-stream turbulence on turbulent boundary layer heat transfer and mean profile development, *ASME J. Heat Transfer*, 1983, vol. 105, no. 1, pp. 33–47. DOI:10.1115/1.3245557
14. Simonich J. C., Bradshaw P., Effect of free-stream turbulence on heat transfer through a turbulent boundary layer, *ASME J. Heat Transfer*, 1978, vol. 2, no. 4, pp. 671–677. DOI:10.1115/1.3450875
15. Pyadishyus A., Shlanchyauskas A., *Turbulent transport in near-wall flows*, Vil'nyus, Mokslas, 1987, 283 p. [in Russian].
16. Adomaitis I.-E. I., Chesna B. A., Vilemas Yu. V., Experimental study of heat transfer and friction of a cylinder longitudinally flown around by a turbulent air flow with variable physical properties, *Tr. AN-Lit. SSR.*, 1981, vol. 1 no. 122, pp. 51–69. [in Russian].
17. Mikhailova N. P., Repik E. U., Sosedko Yu. P., Investigation of heat transfer and Reynolds analogy in a turbulent boundary layer at a high level of turbulence of the incoming flow, *Izv. RAN, MZhG*, 2000, no. 2, pp. 61–71. [in Russian].
18. Kiselev N. A. et al., Heat transfer and skin-friction in a turbulent boundary layer under a non-equilibrium longitudinal adverse pressure gradient, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2021, vol. 89, p. 108801. DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2021.108801
19. Shlihting G., *Boundary layer theory*, Moscow, Nauka, 1974, 711 p. [in Russian].
20. Kutateladze S. S., Leont'ev A. I., *Heat and Mass Transfer and Friction in a Turbulent Boundary Layer*, Moscow, Energoatomizdat, 1985, 320 p. [in Russian].
21. Gus'kov O. V., Kopchenov V. I., *Deceleration Processes of Supersonic Flows in Channels*, Moscow, Fizmatlit, 2008, 168 p. [in Russian].
22. Shapiro H. A., Howthorne R. W., The mechanics and thermodynamics of steady, one-dimensional gas flow, *J. App. Mech.*, 1947, vol. 69, p. 317.
23. Shapiro H. A., Wadleigh K. R., Final summary report of aerothermopressor project: 2-6985. Cambridge, Massachusetts: Massachusetts Institute of Technology, 1956.

24. Wadleigh K. R., An experimental investigation of a small-scale aerothermopressor – a device for increasing the stagnation pressure of high-temperature, high-velocity gas stream by evaporative cooling: submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of doctor of science, Massachusetts Institute of Technology, 1953.
25. Khazov D. E., Sedlov A. A., On one case of transition through the speed of sound in a channel of constant cross section, *Problems of gas dynamics and heat and mass transfer in power plants: Abstracts of the XX school-seminar of young scientists and specialists under the guidance of acad. RAS A. I. Leontieva (24–29 may 2015, Zvenigorod)*. Moscow, Izdatel'skii dom MEI, 2015, pp. 73–74. [in Russian].
26. Fowle A. A., An experimental investigation of an aerothermopressor having a gas flow capacity of 25 pounds per second: submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of doctor of philosophy. Massachusetts Institute of Technology, 1955.
27. Erickson A. J., A theoretical and experimental investigation of the aerothermopressor process: submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of doctor of science. Massachusetts Institute of Technology, 1956.
28. MacKay R. T., Experimental investigation of a 2 1/8 in diameter constant-area aerothermopressor with supersonic inlet: submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science in mechanical engineering. Massachusetts Institute of Technology, 1955.
29. Smith I. K., Investigation of increase of total pressure of a hot gas stream by the injection of water: A thesis submitted for the degree of Doctor of Philosophy, in the Faculty of Engineering, University of London. Imperial College London, 1961.
30. Smith I. K., The supersonic aerothermopressor. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 1969, vol. 184, no. 1. pp. 121–132. DOI:10.1243/PIME_PROC_1969_184_014_02
31. Erofeev V. L., *Increasing the power and efficiency of the gas power plant of a river vessel by using the thermogasdynamic effect*. Ph. Doctor's thesis. Leningrad, 1970, 151 p. [in Russian].
32. Stepanov I. R., Chudinov V. I., *Some problems of gas and liquid flows in channels and pipelines of power plants*, Leningrad, Nauka, 1977, 200 p. [in Russian].
33. Stepanov I. R., Chudinov V. I., *Thermopressor*. A. S. no. 472209 USSR, 1975, 77 p. [in Russian].
34. Konovalov D. et al., Experimental research of the excessive water injection effect on resistances in the flow part of a low-flow aerothermopressor, *Advances in design, simulation and manufacturing III. Cham: Springer International Publishing*, 2020, pp. 292–301. DOI:10.1007/978-3-030-50491-5_28
35. Shapiro A. H. et al., The aerothermopressor – a device for improving the performance of a gasturbine power plant, *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, 1956, vol. 78, no. 3, pp. 617–650. DOI: 10.1115/1.4013756
36. Khazov D. E., On the issue of the effect of increasing the total pressure, *Refractories and technical ceramics*, 2006, no. 11, pp. 39–43. [in Russian].
37. Wilke C. R., A Viscosity Equation for Gas Mixtures, *J. Chem. Phys.*, 1950, vol. 18, no. 4, pp. 517–519. DOI:10.1063/1.1747673
38. Mason E. A., Saxena S. C., Approximate Formula for the Thermal Conductivity of Gas Mixtures, *The Physics of Fluids*, 1958, vol. 1, no. 5, pp. 361–369.
39. Bell I. H., Wronski J., Quoilin S., Lemort V., Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 2014, vol. 53, no. 6, pp. 2498–2508.
40. Pazhi D. G., Galustov V. S., *Fundamentals of liquid spraying technique*. Moscow, Khimiya, 1984, 256 p. [in Russian].
41. *Engineering. Encyclopedia. Theoretical mechanics. Thermodynamics. Heat transfer*, Ed. by K. V. Frolov, Moscow, Mashinostroenie, 2003, vol. I-2, 600 p. [in Russian].
42. Nukiyama S., Tanasawa Y., Experiments on the Atomization of Liquids in an Airstream, *Trans. Soc. Mech. Eng. Jpn.*, 1939, vol. 5, pp. 68–75.

43. Hrubycky Henry F., Experiments in Liquid Atomization by Air Streams, *Journal of Applied Physics*, 1958, vol. 29, no. 3, pp. 572–578. DOI: 10.1063/1.1723225
44. Bitron M. D., Atomization of liquids by supersonic air jets, *Industrial & Engineering Chemistry*, 1955, vol. 47, no. 1, pp. 23–28. DOI: 10.1021/ie50541a019
45. Cao R., et al., New method for solving one-dimensional transonic reacting flows of a scramjet combustor, *Journal of Propulsion and Power*, 2016, vol. 32, no. 6, pp. 1403–1412. DOI: 10.2514/1.B36056

Список сокращений и условных обозначений

Аббревиатуры

АТП	Аэротермопрессор
МТИ	Массачусетский технологический институт
ПС	пограничный слой
ЦАГИ	Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н. Е. Жуковского

Греческие символы

α_T	коэффициент теплоотдачи, Вт/м ² ·К
α_D	коэффициент массоотдачи, м/с
δ	диаметр капли, мкм; толщина пограничного слоя, м
λ	теплопроводность, Вт/м·К; приведённая скорость; коэффициент Дарси
M	молекулярная масса, кг/моль
Ω	относительный расход жидкости
ω	доля испарившейся жидкости
Ψ	относительный закон трения
ρ	плотность, кг/м ³
σ	относительное давление, коэффициент поверхностного натяжения, дин/см ³
ξ	безразмерная поперечная координата
ξ_1	относительная толщина вязкого подслоя

Числа подобия

M	число Маха
Pr	молекулярное число Прандтля
Re	число Рейнольдса
St	число Стентона
Sh	число Шервуда
Sc	число Шмидта
R	газовая постоянная, Дж/кг·К
A	площадь поперечного сечения, м ²
c_f	коэффициент трения
C_p	изобарная теплоёмкость, Дж/кг·К
C_D	коэффициент аэродинамического сопротивления капли
d_h	гидравлический диаметр, м
h	удельная энтальпия, Дж/кг
I	степень турбулентности, %
k	показатель адиабаты
k_q	коэффициент аналогии Рейнольдса
L	длина, м; скрытая теплота парообразования, Дж/кг
m	массовый расход, кг/с

p, P	давление, атм
q	плотность теплового потока, Вт/м ² ; удельное количество тепла, Дж/кг
r	коэффициент восстановления температуры
s	удельная энтропия, Дж/кг
T	температура, °С
u	скорость, м/с
x	продольная координата, м
1D	(<i>one-dimensional</i>) одномерный

Верхние индексы

*	параметры торможения
**	параметры, рассчитанные по толщине потери импульса
<i>sub</i>	(<i>subsonic</i>) дозвуковой
<i>sup</i>	(<i>supersonic</i>) сверхзвуковой

Нижние индексы

0	параметры в начальном сечении; «стандартные» условия
<i>A</i>	(<i>air</i>) параметры, относящиеся к воздуху
<i>c</i>	(<i>coold</i>) холодный
<i>cr</i>	(<i>critical</i>) критический
<i>e</i>	(<i>external</i>) параметры, относящиеся к ядру потока
<i>eq</i>	(<i>equivalent</i>) эквивалентный
<i>h</i>	(<i>hot</i>) горячий
<i>in</i>	(<i>inner</i>) внутренний
<i>max</i>	(<i>maximum</i>) максимальный
<i>out</i>	(<i>outer</i>) наружный
<i>p</i>	(<i>particle</i>) параметры, относящиеся к потоку частиц (капель)
<i>V</i>	(<i>vapor</i>) параметры, относящиеся к пару
<i>w</i>	(<i>wall</i>) параметры на стенке

Статья поступила в редакцию 25 октября 2022 г.