

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ СЖИМАЕМОГО ГАЗА В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

М.С. Макаров

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук,
Новосибирск, Россия, msmakarov@itp.nsc.ru

Метод газодинамического энергоразделения в сверхзвуковом потоке был предложен и теоретически проанализирован в работах [1, 2]. В этом методе энергоразделение осуществляется за счёт переноса тепла через стенку, обтекаемую с одной стороны сверхзвуковой, а с другой стороны дозвуковой частью газового потока, истекающего из резервуара с известной температурой и давлением торможения. Эффективность теплопереноса зависит от перепада температур на стенке, который, в свою очередь, определяется коэффициентом восстановления температуры. Для снижения коэффициента восстановления и увеличения эффективности энергоразделения предлагается использовать газовые смеси с малым числом Прандтля (гелий-ксенон, водород-ксенон) [3, 4], осуществлять вдув газа из одной части течения в другую [2, 5, 6], наносить на поверхность стенки различный рельеф [7]. Несмотря на активную работу в этом направлении, большинство исследований энергоразделения выполнены в условиях внешнего обтекания теплообменной поверхности [1, 2, 6], что не позволяет оценить такие важные характеристики процесса, как потери давления при торможении потока в пограничном слое, степень охлаждения и нагрева частей потока, температурную эффективность и адиабатный КПД.

В данной работе представлены результаты исследования процесса энергоразделения при ламинарном режиме течения газа в плоском канале высотой $h = 2$ мм. Схема течения представлена на рис. 1 (слева).

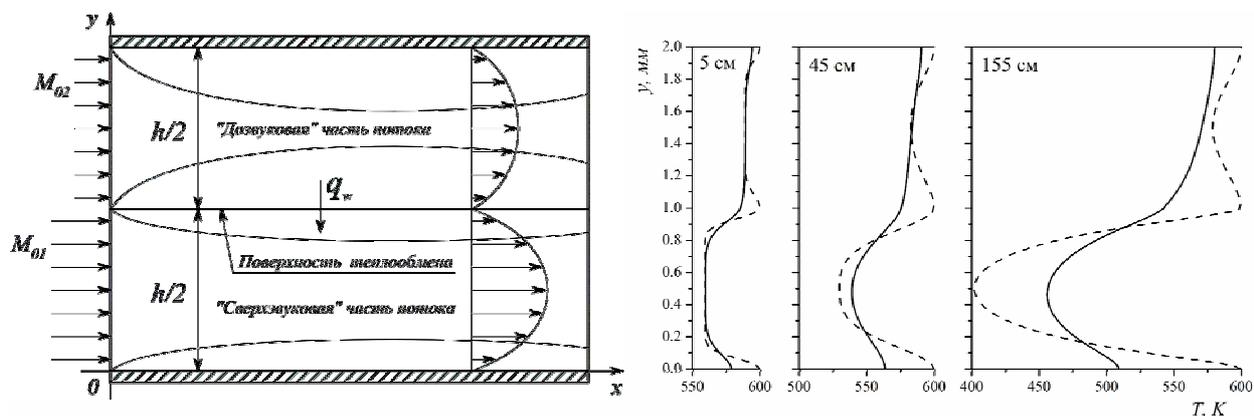


Рис. 1. Схема течения (слева) и распределения термодинамической температуры по высоте канала в условиях газодинамического энергоразделения на расстоянии 5, 45 и 155 см от входа в канал (справа): сплошными линиями для гелий-ксеноновой смеси, пунктирными для газа Дородницина.

Температура и давление торможения на входе в канал составляли 600 К и 10 атм., соответственно. Число Маха на входе в "сверхзвуковую" часть канала M_{01} составляло 0.4 и возрастало по длине, достигая 1 на выходе, поскольку течение в канале постоянного поперечного сечения сопровождается ускорением потока. Число Маха на входе в

"дозвуковую" часть канала варьировалось от 0.01 до 0.4. Внешние стенки канала считались адиабатными, а стенка между "сверхзвуковой" и "дозвуковой" частью потока бесконечно теплопроводной (бесконечно тонкой). Расчёты выполнены для гелий-ксеноновой смеси с объёмной концентрацией гелия 50% ($P_r = 0.23$), и для модельного газа Дородницина по свойствам близкого к гелий-ксеноновой смеси, но с числом Прандтля $P_r = 1$.

На рис. 1 (справа) показаны распределения температуры в различных сечениях по длине канала при числах Маха на входе $M_{01} = 0.4$ и $M_{02} = 0.2$. Из рисунка видно, что с увеличением расстояния от входа в канал ядро "сверхзвуковой" части течения интенсивно охлаждается, как при течении газа Дородницина, так и при течении гелий-ксеноновой смеси. Это связано с ускорением потока за счёт вытеснения газа из пограничных слоёв. При этом для газа Дородницина на поверхности теплообмена температура остаётся постоянной и равной исходной температуре торможения, а градиент температуры отсутствует. Для гелий-ксеноновой смеси ненулевой градиент температуры на поверхности теплообмена приводит к возникновению теплового потока направленного от "дозвуковой" части течения к "сверхзвуковой". С увеличением расстояния от входа в канал тепловой поток увеличивается, и "дозвуковая" часть течения интенсивно охлаждается. Подвод тепла к "сверхзвуковой" части течения приводит к более интенсивному ускорению ядра потока и к увеличению его термодинамической температуры. Интересно отметить, что за счёт подогрева число Маха может достигать значений 1.1...1.2 на оси "сверхзвуковой" части канала в выходном сечении, хотя поперечное сечение канала остаётся постоянным по всей длине.

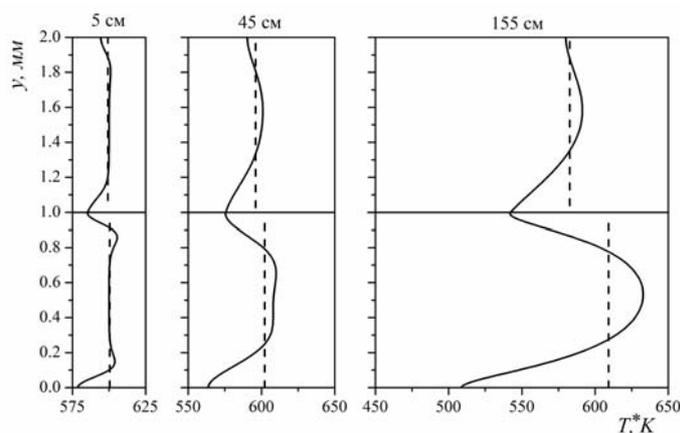


Рис. 2. Температура торможения при газодинамическом энергоразделении потока гелий-ксеноновой смеси на расстоянии 5, 45 и 155 см от входа в канал: сплошными линиями показано распределение по высоте канала, пунктирными - среднемассовое значение для "дозвуковой" (сверху) и "сверхзвуковой" (снизу) части течения.

При течении гелий-ксеноновой смеси для оценки степени охлаждения "дозвуковой" части течения и степени нагрева "сверхзвуковой" были рассчитаны распределения температуры торможения в каждом из рассмотренных сечений и определены её среднемассовые значения. Результаты расчётов приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что среднемассовая температура торможения - \bar{T}^* в "сверхзвуковой" части течения растёт по длине и на выходе превышает исходную температуру на 10 градусов. Локальный перегрев вблизи оси канала может достигать 32 градусов. Дозвуковая часть потока в среднем охлаждается на 18 градусов. Таким образом, за счёт энергоразделения в рассматриваемых условиях можно получить перепад температур 28 градусов. Для канала длиной 1.55 м и шириной 1 м количество теплоты, передаваемое от одной части потока к другой за одну секунду, составило 6.2 кДж.

Очевидно, что уменьшая расход газа в "дозвуковом" канале можно получить более глубокое охлаждение этой части потока. На рис. 3 представлены результаты расчёта степени охлаждения "дозвуковой" части течения - $(\bar{T}_c^* - T^*)$ при различных значениях M_{02} .

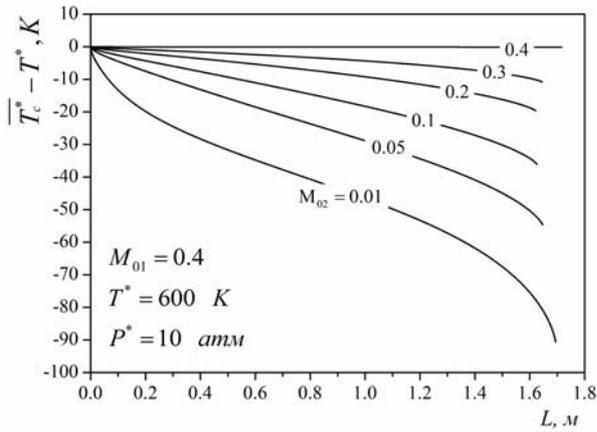


Рис. 3. Зависимость степени охлаждения гелий-ксеноновой смеси от длины канала при различных числах Маха на входе в "дозвуковую" часть.

Как видно из рисунка, с уменьшением числа Маха на входе в "дозвуковую" часть канала степень охлаждения газа увеличивается и может достигать 90 градусов при $M_{02} = 0.01$. При одинаковых значениях числа Маха на входе в "сверхзвуковую" и в "дозвуковую" часть канала (при одинаковых расходах) среднemasсовая температура торможения по длине канала не изменяется. Это объясняется тем, что в данном случае течение в обеих частях канала развивается одинаково и максимум температуры находится на теплообменной поверхности, а значит, теплоперенос через неё отсутствует. Эффективность рассматриваемого метода энергоразделения в этом случае равна нулю. Интересно отметить, что при энергоразделении в вихревой трубе Ранка-Хилша, напротив, при близких расходах эффективность охлаждения максимальна [8, 9].

Процесс энергоразделения принято характеризовать такими параметрами, как коэффициент температурной эффективности - η_T и адиабатный КПД - η [8, 9]. Коэффициент температурной эффективности представляет собой отношение получаемой степени охлаждения $\overline{T_c^*} - T^*$ к степени охлаждения при изоэнтропийном расширении газа ΔT_s^* с исходными параметрами P^* и T^* до давления охлаждённого потока P_c^* , а адиабатный КПД равен отношению реальной холодопроизводительности к максимально возможной в идеальном процессе расширения с отдачей работы:

$$\eta_T = \frac{\overline{T_c^*} - T^*}{\Delta T_s^*}; \quad \eta = \frac{G_c}{G} \frac{\overline{T_c^*} - T^*}{\Delta T_s^*}; \quad \Delta T_s^* = T^* \left(\left(\frac{P^*}{P_c^*} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right),$$

где: G_c - массовый расход охлаждаемого газа (в данном случае через "дозвуковую" часть канала), G - суммарный расход газа через канал, γ - показатель адиабаты.

На рис. 4 и 5 представлены результаты расчёта коэффициентов η_T и η , полученные для рассматриваемого метода энергоразделения при числах Маха на входе в "сверхзвуковую" часть $M_{01} = 0.4$ и на входе в "дозвуковую" часть $M_{02} = 0.01, 0.05, 0.1, 0.2$ и 0.3 . Как видно из рисунков, с уменьшением расхода газа через "дозвуковую" часть канала коэффициент температурной эффективности и адиабатный КПД сильно возрастают, что связано с увеличением глубины охлаждения газа и снижением потерь давления на прокачку теплоносителя. Для рассматриваемого метода энергоразделения коэффициент температурной эффективности может достигать 100, а адиабатный КПД 10. Следует отметить, что по данным работы [8] для лучших вихревых аппаратов $\eta_T = 0.7$, $\eta = 0.32$.

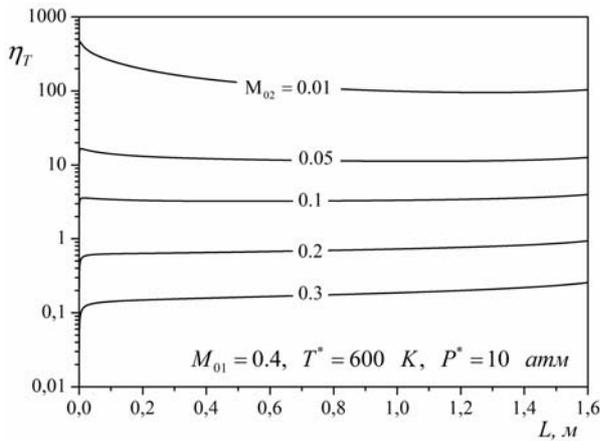


Рис. 4. Зависимость коэффициента тепловой эффективности от длины канала при различных числах Маха на входе в "дозвуковую" часть.

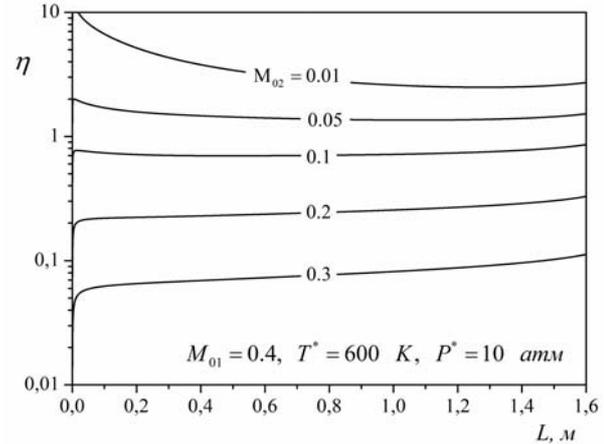


Рис. 5. Зависимость адиабатного КПД от длины канала при различных значениях числа Маха на входе в "дозвуковую" часть.

Столь высокие значения η_T и η для рассматриваемого метода энергоразделения можно объяснить тем, что при определении степени охлаждения ΔT_s^* использовались данные о перепаде давления торможения на входе и выходе "дозвукового" канала. Поскольку с уменьшением расхода газа через "дозвуковую" часть канала потери давления снижаются, то снижается и значение ΔT_s^* . При расчёте тепловой эффективности и адиабатного КПД в трубах Ранка-Хилша также используют перепад давления на входе и выходе из канала, однако в этом случае потери давления существенно больше, так как учитываются затраты на прокачку, как периферийной (нагреваемой) части закрученного потока, так и осевой (охлаждаемой) части.

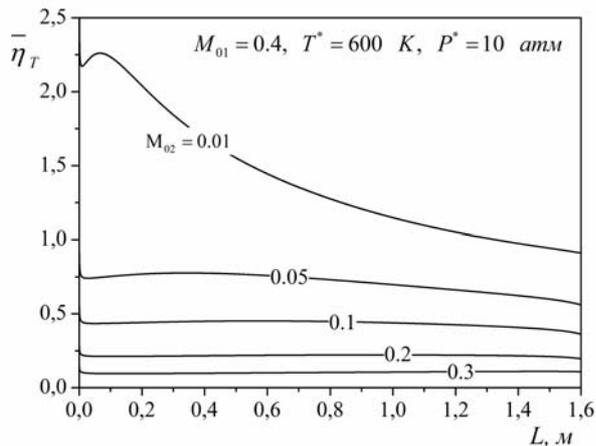


Рис. 6. Зависимость модифицированного коэффициента тепловой эффективности от длины канала при различных числах Маха на входе в "дозвуковую" часть.

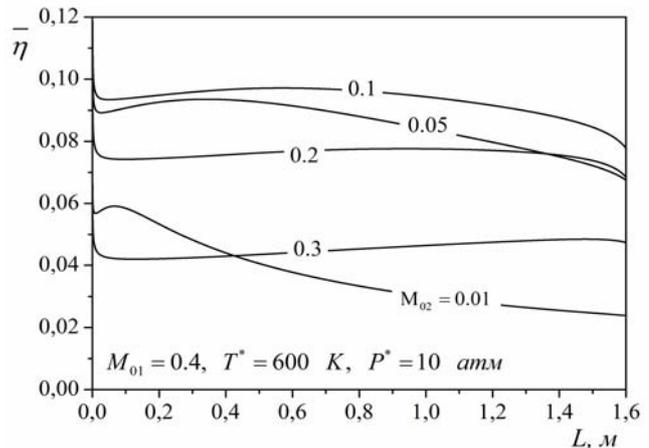


Рис. 7. Зависимость модифицированного адиабатного КПД от длины канала при различных значениях числа Маха на входе в "дозвуковую" часть.

Для рассматриваемого метода энергоразделения можно попытаться учесть затраты на прокачку теплоносителя в "сверхзвуковой" части канала, определив ΔT_s^* по перепаду

давления P^*/P_h^* в "сверхзвуковой" части канала. Зависимости модифицированных таким образом параметров тепловой эффективности $\bar{\eta}_T$ и адиабатного КПД $\bar{\eta}$ от длины канала представлены на рис. 6 и 7, соответственно. Из графиков видно, что максимальные значения $\bar{\eta}_T$ составляет 2.2, что выше, чем для труб Ранка-Хилша, а максимальное значение $\bar{\eta}$ составляет только 0.1, что существенно ниже, чем у лучших образцов вихревых труб.

В заключении можно сказать, что проведённые оценки эффективности энергоразделения в сверхзвуковом потоке не позволяют однозначно определить преимущества этого метода над методом энергоразделения в вихревых трубах Ранка-Хилша. Однако можно отметить, что наибольшая эффективность энергоразделения в сверхзвуковом потоке достигается при меньших значениях относительного расхода охлаждаемого газа, и тепловая эффективность несколько выше, чем для вихревых труб.

Список обозначений

M_{01} , M_{02} - число Маха на входе в "сверхзвуковую" и "дозвуковую" часть канала, соответственно; Pr - число Прандтля; h - высота канала, м; x, y - продольная и поперечная координата, соответственно, м; L - длина канала, м; T - термодинамическая температура, К; $T^* = T + u^2 / (2c_p)$ - температура торможения, К; P - давление, Па; $P^* = P + \rho u^2 / 2$ - давление торможения, Па; u - скорость потока, м/с; ρ - плотность газа, кг/м³; c_p - удельная массовая теплоёмкость газа, Дж/(кг·град). Индексы: с - охлаждённая часть теплоносителя, h - нагретая часть теплоносителя.

Список литературы

1. Леонтьев А.И. Газодинамический метод энергоразделения газовых потоков // ТВТ. 1997. Т.35, №1. С. 157-159.
2. Бурцев С.А., Леонтьев А.И. Температурная стратификация в сверхзвуковом потоке газа // Известия РАН. Энергетика. 2000. № 5. С. 101-113.
3. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Коэффициент восстановления в сверхзвуковом потоке газа с малым числом Прандтля // ТВТ. 2006. Т. 44, № 2. С. 238-245.
4. Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К., Здитовец А.Г. и др. Измерение равновесной температуры стенки сверхзвукового сопла при течении смеси газов с низким значением числа Прандтля // Известия РАН. Энергетика. 2005. № 4. С. 128-133.
5. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Коэффициент восстановления в области газовой завесы за проницаемой поверхностью // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 2. С.12-18.
6. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Влияние вдува (отсоса) на энергоразделение потоков сжимаемого газа // Известия РАН. МЖГ. 2011. №6. С. 110-117.
7. Здитовец А.Г., Титов А.А. Влияние формы поверхности теплоизолированного стержня, омываемого сверхзвуковым потоком, на коэффициент восстановления температуры // Известия РАН. Энергетика. 2007. № 2. С. 111-117.
8. Суслов А.Д., Иванов С.В., Мурашкин А.В. и др. Вихревые аппараты. М.: Машиностроение, 1985. 256 с.
9. Пиралишвили Ш.А., Поляев В.М., Сергеев М.Н. Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения/ Под ред. А.И. Леонтьева. М.: УНЦП "Энергомаш", 2000. 412 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президента РФ, грант МК-569.2012.8.