

УДК 533.6.011.55 : 621.452

© 1998 г. А.Н. КРАЙКО, В.Е. МАКАРОВ, Н.И. ТИЛЛЯЕВА

## ПРОФИЛИРОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ И СОПЛА ПРИ ОГРАНИЧЕНИИ НА ИХ СУММАРНУЮ ДЛИНУ

На примере водородовоздушного гиперзвукового прямооточного воздушно-реактивного двигателя описан метод совместного профилирования камеры сгорания и плоского сверхзвукового сопла при заданной их общей длине. Примеры устройств, построенных в рамках развитого метода, демонстрируют возможность заметного увеличения их тяги.

Кроме суммарной длины фиксируются параметры сверхзвукового потока на входе в камеру и высота ее входа, коэффициент избытка воздуха и донное давление, действующее на торец, который может появляться как участок краевого экстремума из-за ограничения на длину. Камера сгорания, описываемая в одномерном приближении, выбирается из семейства камер с ограниченной температурой. Длина камеры и максимальная температура в ней находятся в процессе решения из условия достижения максимума тяги всего устройства. Получающаяся оптимальная камера с "цилиндрическим" (постоянной высоты) начальным и расширяющимся концевым участками при высокой полноте сгорания имеет в сечении выхода малые концентрации  $H$ ,  $O$ ,  $OH$  и  $NO$ . С их замораживанием при быстром расширении в сопле связаны потери на неравновесность. Оптимальное профилирование плоского сопла и расчет замороженного по составу течения в нем осуществляются методом характеристик.

В используемой далее одномерной модели камеры сгорания [1] тепловыделение, лимитируемое в основном смещением водорода и воздуха, определяется "кривой выгорания по воде". Она дает полноту сгорания  $\eta$  – долю частиц  $H_2$  (или при коэффициенте избытка воздуха  $\alpha < 1 - O_2$ ), вошедших в состав молекул воды, как функцию координаты (отсчитываемой от сечения подачи топлива), конструктивных параметров камеры и ее формы. Кривая выгорания предполагается известной из обобщения результатов предварительных расчетно-экспериментальных исследований. В [1] и ниже она, несмотря на несколько иной смысл, бралась такой же, как в [2]. Физико-химические процессы, отличные от образования  $H_2O$  (диссоциация  $O_2$  и  $H_2$ , образование  $NO$  и  $OH$  и возбуждение внутренних степеней свободы молекул) в модели [1] предполагаются равновесными. Для камеры сгорания, выбираемой из семейства камер с ограниченной температурой  $T \leq T^m$ , профилирование сопла с замороженным течением в нем проводится в рамках известного решения вариационной задачи о построении контура сопла максимальной тяги [3]. При расчете методом характеристик используется предварительно выделенная изэнтропа [4] замороженных по составу продуктов сгорания.

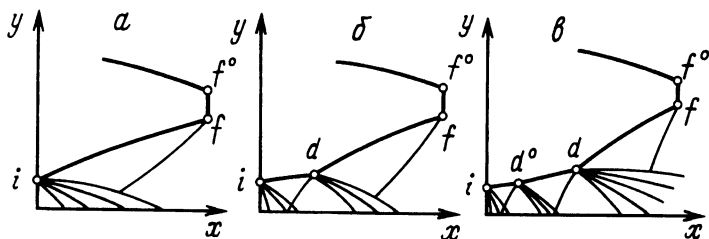
1. Рассматриваемая здесь задача, строго говоря, является единой задачей профилирования сверхзвукового сопла при протекании в нем необратимых процессов смешения и горения. Традиционное же разделение на камеру сгорания и "собственно сопло" обусловлено, во-первых, разной ролью "начального" и "концевого" участков профилируемого устройства и, во-вторых, чисто методологическим различием подходов к опи-

санию течения в них. Правдоподобное описание течения в камере сгорания невозможно без учета смещения, которое обычно лимитирует превращение топлива и окислителя в продукты сгорания, т.е. собственно горение. Вне зависимости от степени сложности и совершенства используемых математических моделей они должны учитывать эти процессы. В остальном модели течения в камерах могут различаться весьма сильно. Они могут быть одномерными, двумерными и трехмерными, опираться на разные способы описания смещения, быть полностью или частично равновесными и, напротив, неравновесными по всем химическим реакциям. По мере изучения соответствующих процессов и совершенствования компьютеров и численных методов создаются модели все более высокого уровня, что, однако, не исключает применения более простых, в частности одномерных и квазиодномерных моделей типа предложенной в [1]. С другой стороны, и смещение, и химические реакции в быстро расширяющемся собственном сопле замедляются настолько, что практически перестают влиять на течение при одновременном возрастании роли двумерных и пространственных эффектов. Поэтому в рамках одномерного приближения нельзя рассчитывать на получение сколько-нибудь достоверной информации о силах, действующих на его стенки, а тем более о его оптимальной форме.

Со временем различие в описании течений в камере сгорания и в сопле в рамках наиболее полных и совершенных моделей, возможно, станет несущественным и даже полностью исчезнет. В противоположность этому разная роль начального и конечного участков сопла, т.е. камеры сгорания и сопла в обычно употребляемом смысле этого термина сохранится вне зависимости от прогресса в развитии описывающих их математических моделей. Действительно, основное назначение начального участка сопла – камеры сгорания – состоит в организации достаточно полного тепловыделения. Такое назначение не допускает быстрого увеличения площади, следствием чего стало бы замедление смещения и прекращение горения. С другой стороны, тепловыделение не является самоцелью, ибо назначение устройства в целом – создание тяги, которая реализуется через силу, действующую на стенки расширяющегося канала ("интеграл сил давления"). Именно необходимость компромисса между достижением высокой полноты сгорания и требованием реализации тяги как интеграла сил давления приводит к необходимости более быстрого увеличения площади конечного участка канала – сопла в общепринятом понимании.

Описанное выше разделение на камеру сгорания и на собственно сопло есть следствие идей, опирающихся на здравый смысл. Не менее естественным образом оно следует и из известных решений [3, 5–10] вариационных задач оптимального профилирования сверхзвуковой части сопла при протекании в нем любых процессов, сопровождающихся передачей энергии поступательным степеням свободы газа. Решение подобных задач в двумерном приближении [5–8] показывает, что при заметном энергетическом вкладе таких процессов вместо контура с одним изломом в начальной точке (фиг. 1, *a*, где  $x$  и  $y$  – декартовы координаты), который реализует максимум тяги в случае совершенного газа, а также равновесной или равновесно-замороженной смеси, оптимальной оказывается образующая с двумя (фиг. 1, *б*), тремя (фиг. 1, *в*) и с большим числом изломов.

Все изломы обтекаются с образованием пучков волн разрежения из  $C^-$ -характеристик. Расположение изломов таково, что  $C^+$ -характеристика, являющаяся результатом отражения от оси или плоскости симметрии одной из  $C^-$ -характеристик предыдущего пучка, приходит в следующий излом оптимального контура. Смысл разбиения одного большого излома (фиг. 1, *a*) на несколько меньших очевиден. Применительно к устройству со сверхзвуковой камерой сгорания отрезок контура между небольшим изломом в ее начальной точке  $i$  и интенсивным изломом в точке  $d$  на фиг. 1, *б* формирует стенку камеры почти постоянной площади, а отрезок  $df$  – собственно сопло. Из-за ограничения на длину концевая точка  $f$  оптимального контура  $if$ , обтекаемого сверхзвуковым потоком, в общем случае соединяется с внешними обводами лета-



Фиг. 1. Образующие сверхзвуковых частей оптимальных сопел при равновесном или равновесно-замороженном течении (а) и при протекании в потоке необратимых процессов с выделением тепла (б, в)

тельного аппарата вертикальным отрезком – торцом  $ff^\circ$ . Донное давление  $p^+$ , действующее на  $ff^\circ$ , далее предполагается известным и не зависящим от формы  $if$ . Аналогично образующая на фиг. 1, в с небольшим первым, большим вторым и еще бóльшим третьим изломами отвечает камере, контур которой  $id^\circ d$  имеет внутренний излом в точке  $d^\circ$ . Слева от него площадь камеры почти постоянна, а ее расширение справа от  $d^\circ$  призвано обеспечить лучшее тепловыделение. Как и в случае фиг. 1, б, горение прекращается из-за падения плотности и температуры газа в интенсивном пучке волн разрежения, который образуется при обтекании излома в точке  $d$ . Близкие по физическому смыслу результаты получаются и при решении аналогичных задач в одномерном приближении. При этом роль собственно сопла играет замыкающий участок канала "максимально быстрого расширения", допускаемого границами применимости одномерной модели [9, 10].

Строгое решение задачи оптимального профилирования камеры сгорания и сопла (здесь и далее термин "сопло" употребляется без слова "собственно") при заданных сверхзвуковом потоке на входе в камеру, их общей длине  $X$  и давлении  $p^+$ , действующем на возможный торец  $ff^\circ$ , в настоящее время представляется затруднительным и даже нецелесообразным по ряду причин. Во-первых, из-за разного уровня моделей течения в камере и в сопле, ибо для реальных камер с множеством форсунок пока можно предложить только одномерные модели. Во-вторых, даже при наличии двумерных моделей течения в камерах идеализированных схем чрезвычайно трудоемкое решение вариационной задачи совместного профилирования в двумерном приближении будет оправдано тогда, когда более простые подходы укажут на возможность заметного увеличения тяги или иной оптимизируемой характеристики. Целью настоящей работы как раз и является развитие подобного подхода и определение с его помощью порядка возможного выигрыша.

Предлагаемый подход базируется на следующих соображениях. Как уже отмечалось, расчет течения в камере сгорания и выбор ее формы (закон изменения площади поперечного сечения или для плоского устройства – высоты  $y$  от продольной координаты  $x$ , отсчитываемой, как на фиг. 1, от входа в камеру) проводятся в рамках одномерной модели [1]. Процесс смешения и горения в ней определяется кривой выгорания [2], а концентрации  $H$ ,  $O$ ,  $OH$  и  $NO$  определяются конечными формулами, которые при получающейся из кривой выгорания концентрации  $H_2O$  следуют из допущения о равновесном протекании всех других реакций и ряда дополнительных упрощающих предположений. В силу этой модели горение возможно либо до выхода на равновесие по реакции образования  $H_2O$ , либо до сечения, в котором число Маха  $M = 1$ . В обоих случаях в камере постоянной высоты полнота сгорания  $\eta$  может оказаться заметно меньше единицы при значительных концентрациях  $H$ ,  $O$ ,  $OH$  и  $NO$ . Если к такой камере присоединить сопло, то из-за замораживания состава газа в нем потери тяги в общем случае будут большими. Поэтому от камеры постоянной высоты целесообразно перейти к камере переменной площади, расширяющейся, однако, не от самого ее входа.

Из камер рассмотренных в [1] типов с ограничениями на максимально допустимую температуру и давление и на минимально допустимое число Маха в связи с проблемой совместного профилирования наиболее интересны камеры с  $T \leq T^m$ . Камеры такого типа, цилиндрические на начальном участке  $id^\circ$ , при достижении  $T = T^m$  начинают расширяться, что учитывается модификацией кривой выгорания [2]. Хотя указанная модификация ведет к замедлению горения, расширение из-за ограничения по  $T$  конечного участка камеры обеспечивает бóльшую полноту сгорания при меньших концентрациях Н, О, ОН и NO.

Двумерное течение в сопле, начинающееся интенсивным пучком волн разрежения, предполагается замороженным по составу и равновесным по температурам всех степеней свободы компонент смеси. В соответствии с этим при каждой длине камеры –  $x_d$  образующая  $df$  сопла максимальной тяги строится методом характеристик с помощью решения вариационной задачи [3], полученного методом контрольного контура. Сверхзвуковой поток на входе в сопло ( $x = x_d$  и  $0 \leq y \leq y_d$ , здесь и далее нижние индексы приписываются переменным в соответствующих точках) предполагался равномерным, а все его параметры, кроме числа Маха равны параметрам одномерного течения на выходе из камеры. Различие же чисел Маха связано с тем, что равновесно-замороженная скорость звука  $a_d$ , по которой определяется число Маха в модели [1], заморожена только по массовой концентрации  $H_2O$ , а при расчете двумерного течения в сопле скорость звука  $a_{1d}$  заморожена по концентрациям всех компонент. По этой причине  $a_{1d} > a_d$  и  $M_{1d} < M_d$ . Высота выхода  $y_d$  и  $M_d$  для камер с ограничением на температуру  $T \leq T^m$  из-за расширения ее конечного участка больше, чем  $y_d \equiv y_i$  и число Маха на выходе камеры постоянной высоты. Малая непараллельность потока на выходе из камер переменной высоты при рассмотрении течения в сопле не учитывается.

Если длина сопла, равная  $X - x_d$ , и донное давление  $p^+$  фиксированы, то потери тяги в нем, обусловленные недорасширением потока (всегда  $p_f \geq p^+$ , где  $p_f$  – давление на контуре сопла слева от точки  $f$ ) и его неравномерностью в сечении выхода (при  $x \equiv x_f = X$ ), тем больше, чем меньше относительная длина сопла  $l = (X - x_d)/y_d$ . Хотя оптимальная длина камеры с  $T \leq T^m$  находится в процессе решения, однако изменение  $l$  связано в основном с ростом  $y_d > y_i$ . Из-за этого переход от цилиндрической камеры к нецилиндрической одновременно с ростом  $M_{1d}$  ведет к заметному уменьшению  $l$  и в результате – к уменьшению интеграла сил давления  $\chi_{df}$ , действующих на стенку сопла. Из этого следует, что ограничение на температуру  $T \leq T^m$ , обеспечивая увеличение полноты сгорания и снижение потерь на неравномерность, одновременно уменьшает интеграл сил давления  $\chi_{df}$ . Поскольку полный интеграл сил давления  $\chi = \chi_{d^\circ d} + \chi_{df}$ , где  $\chi_{d^\circ d}$  – интеграл сил давления, действующих на стенки расширяющегося участка камеры, то естественно ожидать наличия максимума  $\chi$  и по  $T^m$ , и по длине камеры  $x_d$ . Поиск реализующих максимум  $\chi$  значений  $T^m$  и  $x_d$  осуществляется с помощью специальной численной процедуры.

Сначала в рамках тех же математических моделей и численных методов находится комбинация цилиндрической камеры и оптимального сопла. Во всех рассчитанных примерах оптимальные длины таких камер  $x_{d1}$  были малыми, хотя и максимально возможными, ибо заканчивались либо запирианием, либо достижением равновесия по реакции образования воды. В случае запириания из-за уже отмечавшегося различия чисел Маха  $M_d$  и  $M_{1d}$  длина камеры выбирается такой, чтобы число Маха на входе в сопло, определяемое по замороженной скорости звука, слегка превышало единицу. Значение температуры  $T_{d1}$  на выходе из камеры дает представление о величинах  $T^m$ , которые следует брать в задаче совместной оптимизации камеры и сопла. Действительно,  $T^m$  должно быть заведомо меньше, чем  $T_{d1}$ , так как задание  $T^m \geq T_{d1}$  приведет к уже рассчитанной конфигурации с цилиндрической камерой. Аналогично найденное значение  $x_{d1}$  дает представление о длине оптимальной камеры.

По найденным  $T_{d1}$  и  $x_{d1}$  достаточно произвольно выбирается "базовый" вариант с  $T^m = T_0^m$  и  $x_d = x_{d0}$ . При этом удовлетворяются условия  $T_0^m < T_{d1} - 100$  К и  $x_{d0} > x_{d1} + 0,1$ . После выбора  $T_0^m$  и  $x_{d0}$  построение комбинаций камеры и сопла, удовлетворяющих ограничениям задачи по длине,  $p^+$  и т.д., проводится для базового и еще двух вариантов с  $x_d = x_{d0}$  и  $T^m \equiv T_{\pm 1}^m = T_0^m \pm 100$  К. Получившиеся при этом  $\chi$  отметим соответствующими нижними индексами:  $\chi_{0,0}$ ,  $\chi_{+1,0}$  и  $\chi_{-1,0}$ , где первый индекс отвечает значению  $T^m$ : 0 – базовому значению  $T_0^m$ , +1 –  $T_{+1}^m$  и –1 –  $T_{-1}^m$ , а второй индекс 0 – базовой величине  $x_d = x_{d0}$ . Значения  $\chi_{-1,0}$ ,  $\chi_{0,0}$  и  $\chi_{+1,0}$  либо удовлетворяют условию выпуклости, которое указывает на наличие максимума  $\chi$ , либо нет. Во втором случае с учетом направления роста  $\chi$  к  $T_{+1}^m$  добавляется 100 К или от  $T_{-1}^m$  отнимается 100 К, рассчитывается еще один вариант и проводится соответствующее изменение индексов. Повторение указанного процесса с неизбежностью дает тройки значений  $\chi$  и  $T^m$ , удовлетворяющих условию выпуклости. По опыту авторов, оно, как правило, выполняется сразу или в худшем случае при первом же изменении  $T^m$ .

Затем тем же способом находятся  $\chi_{0,-1}$  и  $\chi_{0,+1}$ , отвечающие  $T^m = T_0^m$  и  $x_{d,\pm 1} = x_{d0} \pm 0,1$ . Хотя во всех рассчитывавшихся случаях получившиеся значения  $\chi_{0,-1}$ ,  $\chi_{0,0}$  и  $\chi_{0,+1}$  удовлетворяли условию выпуклости по  $x_{d,-1}$ ,  $x_{d0}$ ,  $x_{d,+1}$ , модификация, необходимая при невыполнении этого условия, аналогична описанной для  $T^m$ . В дополнение рассчитывается один "диагональный" вариант, который отвечает  $T_j^m$  и  $x_{d,k}$  с  $j$  и  $k$ , равными +1 или –1, в зависимости от расположения максимума  $\chi$ . Обозначив получившийся для него интеграл сил давления через  $\chi_{j,k}$ , найдем пять приращений  $\Delta\chi_{\pm 1,0} = \chi_{\pm 1,0} - \chi_{0,0}$ ;  $\Delta\chi_{0,\pm 1} = \chi_{0,\pm 1} - \chi_{0,0}$  и  $\Delta\chi_{j,k} = \chi_{j,k} - \chi_{0,0}$ . Если теперь аппроксимировать зависимость  $\Delta\chi$  от  $\Delta T^m = T^m - T_0^m$  и от  $\Delta x_d = x_d - x_{d0}$  многочленом второй степени

$$\Delta\chi = a\delta T^m + b\delta x_d + c(\delta T^m)^2 + d(\delta x_d)^2 + e\delta T^m\delta x_d \quad (1.1)$$

$$\delta T^m = 0,01\Delta T^m, \quad \delta x_d = 10\Delta x_d$$

то подстановка в эту формулу значений  $\Delta\chi$ , найденных соответственно для  $\delta T^m = \pm 1$  и  $\delta x_d = 0$ , для  $\delta T^m = 0$  и  $\delta x_d = \pm 1$  и для  $\delta T^m = j$  и  $\delta x_d = k$ , позволяет легко определить сначала коэффициенты  $a$  и  $c$ , затем  $b$  и  $d$ , а по ним и по  $\Delta\chi_{j,k}$  – коэффициент  $e$ . При найденных  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  и  $e$  условия максимума  $\Delta\chi$ , получающиеся дифференцированием (1.1) по  $\delta T^m$  и  $\delta x_d$ , дают

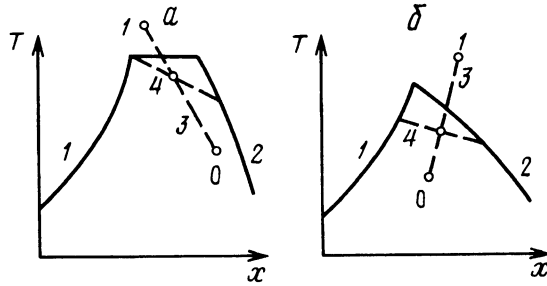
$$a + 2c\delta T_{op}^m + e\delta x_{dop} = 0, \quad b + 2d\delta x_{dop} + e\delta T_{op}^m = 0 \quad (1.2)$$

Необходимый для максимума  $\Delta\chi$  знак вторых производных обеспечен заранее тем, что зависимость  $\Delta\chi$  от опорных значений  $T^m$  и  $x_d$  выпуклая. Найдем из (1.2)  $\delta T_{op}^m$  и  $\delta x_{dop}$ , по ним в согласии с (1.1) –  $\Delta T_{op}^m$  и  $\Delta x_{dop}$ , а затем

$$T_{op}^m = T_0^m + \Delta T_{op}^m, \quad x_{dop} = x_{d0} + \Delta x_{dop} \quad (1.3)$$

Для этих  $T^m$  и  $x_d$  выполняется окончательный расчет оптимальной конфигурации.

Достаточно типичны ситуации, когда значения  $T_{op}^m$  и  $x_{dop}$ , получающиеся по формулам (1.3), недостижимы. Почему это так, поясняют фиг. 2,  $a$  и  $b$ . На них кривые 1,



Фиг. 2. К процедуре определения оптимальных максимально допустимых температур  $T^m$  и оптимальных длин камер сгорания  $x_d$

дающие распределение  $T$  вдоль цилиндрической камеры, заканчиваются либо сечением загорания ( $a$ ), либо сечением достижения равновесия по реакции образования воды ( $b$ ). Получающаяся в этих сечениях температура определяет максимально возможное значение  $T^m = T^{mm}$ . Кривые 2 определяют координаты тех сечений камеры с  $T \leq T^m \leq T^{mm}$ , в которых в рамках используемой модели достигается равновесие по воде. Для каждого  $T^m$  при  $x_d$ , больших, чем получаются по этой кривой, тепловыделения не происходит. Следовательно, использование камер с  $x_d$  правее кривой 2 даст лишь уменьшение  $\chi_{df}$  при неизменном  $\chi_{d^{\circ}d}$ . Таким образом, возможные значения  $T^m$  и  $x_d$  ограничены слева, сверху и справа либо кривыми 1 и 2 и прямой  $T^m = T^{mm}$ , либо только кривыми 1 и 2, как изображено на фиг. 2,  $a$  и  $b$ . В описанном выше способе определения  $T_{op}^m$  и  $x_{dop}$  неявно предполагалось, что все "опорные" точки располагаются внутри допустимой области. Если же полученная по (1.3) оптимальная точка оказалась вне ее (точки 1 на фиг. 2), то это означает, что реально достижимые оптимальные значения  $T^m$  и  $x_d$  принадлежат ее границе. В данной работе при возникновении подобных ситуаций искомые значения  $T^m$  и  $x_d$  находились весьма грубо – по пересечению прямых 3 и 4. Прямая 3 соединяет точку 1 с базовой точкой 0, а прямая 4 – две точки границы допустимой области. Как видно из дальнейшего, несмотря на столь грубое определение оптимальных  $T^m$  и  $x_d$ , построенные конфигурации оказались заметно лучше конфигураций с цилиндрическими камерами максимальной длины.

2. Приводимые далее результаты расчета, как и в [1], относятся к водородовоздушному прямооточному двигателю при коэффициентах избытка воздуха  $\alpha = 0,6, 1$  и  $1,5$ , начальных параметрах воздуха  $T_0 = 947$  К,  $p_0 = 0,77$  атм,  $V_0 = 2093$  м/с и  $M_0 = 3,46$  при вдуве водорода со стенок камеры по нормали к оси  $x$  со звуковой скоростью, температурой 300 К и давлением, равным давлению торможения за прямым скачком в потоке воздуха<sup>1</sup>. Интегралы сил давления отнесены к потоку импульса  $I_0$  на входе в камеру. С учетом нормальной подачи водорода он определяется по параметрам воздуха:  $I_0 = y_i(p_0 + \rho_0 V_0^2)$ . Здесь  $\rho$  – плотность, а все величины размерные. Линейный масштаб задачи таков, что отнесенные к нему безразмерные значения  $X = 5$  и  $y_i = 0,1$ . Далее камеры сгорания постоянной площади называются камерами  $Y$ , а камеры с ограничением на температуру – камерами  $T$ .

Согласно сказанному в конце разд. 1, построение оптимальных конфигураций начинается с расчета камеры  $Y$ . При  $\alpha = 0,6$  такая камера заканчивалась сечением

<sup>1</sup> Из-за ошибки в программе "объединения (без смешения) сверхзвукового потока воздуха и подаваемого по нормали к стенке водорода" приведенные в [1] результаты в действительности отвечают не заявленным там параметрам исходных потоков, а уже объединенным течениям (разным по  $\alpha$ ) с начальными параметрами, определяемыми соответствующими фигурами из [1].

Таблица 1

$\alpha$	$x_d$	$M_d$	$M_{1d}$	$T_d, K$	$\eta_d$	$y_f$	$y_f^{eq}$	$\chi$	$\chi^{eq}$	$\Delta\chi^{neq}$
0,6	0,44	1,047	1,027	2583	0,73	1,92	1,95	0,3855	0,4009	3,8
1,0	0,56	1,342	1,312	2867	0,81	1,90	1,95	0,3669	0,3877	5,4
1,5	0,94	1,653	1,622	2608	0,94	1,68	1,71	0,3015	0,3129	3,6

Таблица 2

$\alpha$	$T^m$	$x_d = 1,1$	1,2	1,3	$\delta T^m$	$\delta x_d = -1$	0	+1
0,6	2100	–	42474	–	–1	–	–680	–
0,6	2200	43096	43153	43145	0	–57	0	–8
0,6	2300	–	43644	43656	+1	–	491	503
1	2100	–	36326	–	–1	–	–959	–
1	2200	37301	37285	37215	0	16	0	–70
1	2300	38065	38076	–	+1	780	791	–
1,5	2200	–	30154	–	–1	–	–250	–
1,5	2300	30391	30404	30369	0	–13	0	–35
1,5	2400	30443	30523	–	+1	39	119	–

запирания, а при  $\alpha = 1$  и  $1,5$  – сечениями выхода на равновесие по воде. При всех  $\alpha$  длины камер  $Y$  меньше единицы. Ряд геометрических характеристик конфигураций с камерами  $Y$  вместе с числами Маха  $M_d$  и  $M_{1d}$ , температурой  $T_d$ , полнотой сгорания по воде  $\eta_d$  и с интегралами сил давления  $\chi \equiv \chi_{df}$  и  $\chi^{eq} \equiv \chi_{df}^{eq}$  собраны в табл. 1. Верхним индексом eq обозначаются параметры, получающиеся при расчете течения в сопле в предположении равновесного состава при замороженной массовой концентрации воды, а следовательно, и  $\eta$ . Как видно из таблицы, полнота сгорания  $\eta_d$ , заметно меньшая единицы для  $\alpha = 0,6$ , с ростом  $\alpha$  увеличивается, однако и для  $\alpha = 1$  ее отличие от единицы еще велико. Связанные с замораживанием состава продуктов сгорания в сопле потери (в %) на неравновесность  $\Delta\chi^{neq} = (1 - \chi/\chi^{eq})100$  максимальны при  $\alpha = 1$ . Это естественно, ибо при  $\alpha = 1$  из-за максимальной температуры  $T_{d1}$  на выходе из камеры  $Y$  продукты сгорания содержат больше H, O, OH и NO. При  $\alpha = 1$  максимально и отличие  $y_f$  от  $y_f^{eq}$ , хотя это отличие при всех  $\alpha$  меньше 3%.

Таблица 2 иллюстрирует процесс поиска оптимальных  $T^m$  и  $x_d$ . В 3–5-ом столбцах собраны полученные для разных  $T^m$  и  $x_d$  значения  $\chi = \chi_{d^*d} + \chi_{df}$ . При этом для всех  $\alpha$  опорные величины  $x_d$  одинаковы, а набор  $T^m$  для  $\alpha = 1,5$  сдвинут на 100 К в направлении их увеличения. В 6–9-ом столбцах вместо  $T^m$  и  $x_d$  даны их приращения  $\delta T^m$  и  $\delta x_d$ , определенные, как в (1.1). Значения  $\chi$  и  $\Delta\chi$  умножены на  $10^5$ . Как видно из табл. 2, все выбранные  $T^m$  и  $x_d$  удовлетворяют условию выпуклости, т.е. указывают на наличие максимума  $\chi$  по обоим переменным. В соответствии с "направлением оптимума" выбирались и "перекрестные" точки.

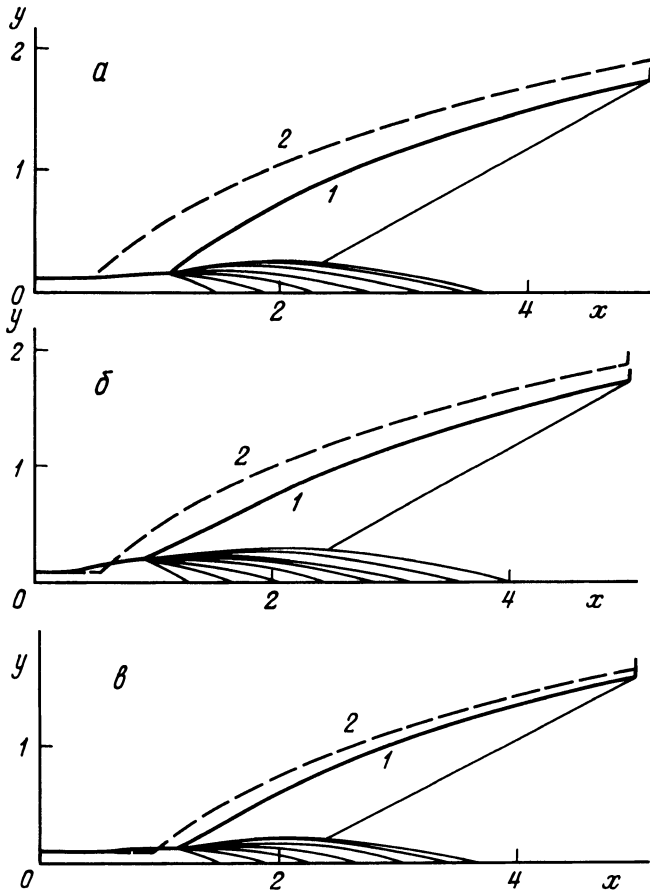
Пары значений  $T_{op}^m$  и  $x_{dop}$ , определенные с помощью табл. 2, получились такими: 2530 К и 1,24; 2750 и 1,40; 2520 и 0,97 для  $\alpha = 0,6$ ; 1; 1,5 соответственно. Все эти пары, однако, оказались недостижимыми в смысле фиг. 2 и сказанного в конце разд. 1.

$\alpha$	$x_d$	$y_d$	$M_{1d}$	$\eta_d$	$y_f$	$y_f^{cq}$	$\chi_{fd}$	$\chi$	$\chi^{cq}$	$\Delta\chi^{neq}$	$\Delta\chi$
0,6	0,41	0,142	1,54	0,91	1,75	1,77	0,1130	0,4409	0,4507	2,2	14,4
1,0	0,33	0,205	2,01	0,95	1,74	1,76	0,1571	0,3901	0,3955	1,4	6,3
1,5	0,58	0,131	1,88	0,97	1,58	1,60	0,0541	0,3055	0,3121	2,1	1,3

После "выхода на границу области допустимых значений  $T^m$  и  $x_d$ " указанные пары были в порядке возрастания  $\alpha$  заменены на 2530 К и 1,071; 2500 и 0,933; 2440 и 1,164. Геометрические характеристики и другие величины для построенных при этих  $T^m$  и  $x_d$  конфигураций собраны в табл. 3. В ее последнем столбце приведены выигрыши в процентах  $\Delta\chi = (\chi/\chi^{cil} - 1)100$  по сравнению с  $\chi = \chi^{cil}$  из табл. 1. Хотя  $T_{op}^m$  и  $x_{dop}$ , принадлежащие границе допустимых значений, определялись неточно, указанные выигрыши весьма значительны. Как показывает сравнение значений  $\eta_d$  и  $\Delta\chi^{neq}$  из табл. 1 и 3, увеличение  $\chi$  при переходе от камер  $Y$  к камерам  $T$  обусловлено двумя эффектами: ростом полноты сгорания и уменьшением неравновесных потерь. Рост  $\chi$  имеет место несмотря на то, что расширение по площади, т.е.  $y_f$  у оптимальных конфигураций меньше, чем у неоптимальных. Большая часть выигрыша  $\Delta\chi = 14,4\%$  для  $\alpha = 0,6$  связана с тем, что из-за запираания цилиндрической камеры реализуемая ею  $\eta_d = 0,73$  недопустимо мала. Для более реального сравнения была построена конфигурация, камера сгорания которой имела ограничение на минимально допустимое число Маха:  $M \geq M_m = 1,1$ . Эта камера, заканчивающаяся при  $x_d = 0,82$  выходом на равновесие по воде, имела  $y_d = 0,108$ ,  $T_d = 2767$  К,  $\eta_d = 0,91$ ,  $y_f = 1,84$ ,  $\chi = 0,4269$  и  $\Delta\chi = 10,7\%$ , где  $\Delta\chi$  определено, как в табл. 3. Полнота  $\eta_d$  оказалась такой же, как у камеры из табл. 3, при меньшей  $x_d$  и большей длине сопла. Следовательно, меньший на 3,7% выигрыш по  $\Delta\chi$  здесь связан только с большими неравновесными потерями. Это и понятно, ибо теперь вместо  $T^m = 2530$  К, как в камере из табл. 3, максимальная температура на 237 К выше. Аналогичный эффект получается и в случае  $\alpha = 1$ . Все расчеты проведены для  $p^+ = 0$ .

Образующие камер сгорания с  $u \equiv 1$  и с  $T \leq T^m$  и отвечающих им сопел построены на фиг. 3,  $a-v$  для  $\alpha = 0,6$ , 1 и 1,5. Углы наклона стенки на срезе камер сгорания оптимальных устройств для этих  $\alpha$  равны 2,3, 6,6 и 1,4°. Кривыми 1 на фиг. 3 даны образующие оптимальных устройств, а кривыми 2 – устройств с камерами  $Y$ . Оптимальные контуры сопел, получающиеся в предположении равновесно-замороженного течения в сопле (замороженного по  $\eta$ ), с точностью до возможностей графического представления не отличаются от кривых 1 фиг. 3. Кроме контуров камер и сопел на фиг. 3 нарисованы  $C^-$ -характеристики оптимальных конфигураций, выходящие из излома в точке  $d$ . Видно, что пучок  $C^-$ -характеристик в пределах сопла занимает почти всю его плоскость симметрии. Как следует из фиг. 1, подобная ситуация типична для сопел, реализующих максимум тяги и для равновесных и особенно для неравновесных течений. Как уже отмечалось, у сопел, оптимальных при неравновесном течении, на ось или плоскость симметрии в общем случае приходит несколько пучков  $C^-$ -характеристик. Если все течение в рассмотренных устройствах описывать в двумерном приближении, то еще один, хотя и менее интенсивный пучок образуется при обтекании излома в точке  $d$ . Отмеченное обстоятельство заранее обрекает на неудачу попытки построения оптимальных контуров путем перехода, как это делалось в [11, 12], к обратной задаче теории сопла. В таком подходе в качестве управления выступает распределение скорости газа  $V$  на оси  $x$ , в то время как в присущих оптимальным конфигурациям пучков волн разрежения независимое варьирование  $V$  невозможно.





Фиг. 3. Оптимальные (1) и неоптимальные (2) образующие камер сгорания и сопел для  $\alpha = 0,6$  (а), 1 (б) и 1,5 (в)

**Заключение.** Идея, положенная в основу развитого метода совместного профилирования камеры сгорания и сопла, реализующих максимум тяги при фиксированной общей длине, не зависит от выбора одномерной модели камеры. Тот же подход сохранится при замене модели [1] любой одномерной моделью, учитывающей неравновесное протекание химических реакций. И в таких случаях ограничение на  $T \leq T^m$  приведет к появлению концевой участка камеры с  $T \equiv T^m$  и как результат этого – к снижению концентраций Н, О, ОН и NO и к уменьшению неравновесных потерь из-за замораживания состава газа в сопле. Это верно при недостаточно больших  $X$  и  $p_d$ , когда течение в сопле близко к замороженному. Рост  $X$  и  $p_d$ , уменьшая неравновесные потери, снижает эффективность предложенного метода профилирования. Наконец, демонстрация возможностей метода на примере водородовоздушной смеси не ограничивает его применения к иным горючим и окислителям.

Авторы признательны Ю.М. Шихману за обсуждения, а В.А. Вострецовой и В.Г. Александрову за помощь.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 96-01-01825 и 96-15-96158).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Крайко А.Н., Макаров В.Е.* Одномерная математическая модель камеры сгорания водородовоздушного гиперзвукового прямоточного реактивного двигателя // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 1. С. 146–154.
2. *Аннушкин Ю.М.* Основные закономерности выгорания турбулентных струй водорода в воздушных каналах // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17. № 4. С. 59–72.
3. *Крайко А.Н.* Вариационные задачи газовой динамики. М.: Наука. 1979. 447 с.
4. *Крайко А.Н., Славянов Н.Н.* Выделение изэнтропы при расчете течений воздуха с равновесными физико-химическими превращениями // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33. № 1. С. 158–161.
5. *Крайко А.Н., Осипов А.А.* К решению вариационных задач сверхзвуковых течений газа с инородными частицами // ПММ. 1968. Т. 32. Вып. 4. С. 596–605.
6. *Осипов А.А.* К решению вариационных задач газовой динамики сверхзвуковых неравновесных течений // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 1. С. 77–79.
7. *Бутов В.Г., Васенин И.М.* О численном решении одной вариационной задачи газовой динамики // Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1975. Т. 6. № 2. С. 5–14.
8. *Васенин И.М., Архипов В.А., Бутов В.Г. и др.* Газовая динамика двухфазных течений в соплах. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1986. 262 с.
9. *Галюн Н.С., Крайко А.Н.* Об одной вариационной задаче одномерной неравновесной газовой динамики // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 2. С. 27–36.
10. *Крайко А.Н., Старков В.К., Стернин Л.Е.* Решение в одномерном приближении вариационной задачи о построении сопла максимальной тяги при течении газа с инородными частицами // Изв. АН СССР. МЖГ. 1968. № 4. С. 52–62.
11. *Макаров В.Н.* Использование генератора уравнений физико-химической кинетики для решения задач газовой динамики // Теплофизика высоких температур. 1996. Т. 34. № 5. С. 825–829.
12. *Макаров В.Н.* О решении вариационных задач газовой динамики с физико-химическими превращениями // ПМТФ. 1996. Т. 37. № 5. С. 63–72.

Москва

Поступила в редакцию  
25.V.1997