

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В КАМЕРЕ И КАНАЛЕ УДАРНОЙ ТРУБЫ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

А. М. Наумов, Л. С. Штеменко

(Жуковский)

Одним из факторов, влияющих на равномерность течения в ударной трубе, является немгновенность раскрытия диафрагмы. Расчет течения в канале ударной трубы с учетом этого фактора проводился в одномерной постановке рядом исследователей [1, 2].

В данной работе задача рассматривается в двумерной постановке. Расчет параметров потока проводится на ЭЦВМ БЭСМ-6 численным методом Лакса — Вендроффа. Для обезразмеривания переменных используются следующие параметры:  $D$  — полувысота трубы;  $p_0, \rho_0$  — начальные значения давления и плотности в канале ударной трубы;  $\sqrt{p_0/\rho_0}$  — характерная скорость;  $D/\sqrt{p_0/\rho_0}$  — характерное время. Газ считается невязким, нетеплопроводным, с постоянным отношением удельных теплоемкостей  $\kappa$ . Определяющими параметрами задачи являются

$$P = p_1/p_0; R = \rho_1/\rho_0; \kappa; t_*$$

( $t_*$  — безразмерное время раскрытия диафрагмы); индексы 0 и 1 обозначают параметры газа справа и слева от диафрагмы.

Двухшаговый метод Лакса — Вендроффа, используемый в данной работе, опирается на разностную аппроксимацию уравнений движения Эйлера, записанных в дивергентной форме. Сглаживание, введенное на сильных разрывах [3], позволяет избежать характерной осцилляции решения. Метод имеет второй порядок точности и позволяет вести сквозной расчет поля течения без выделения сильных разрывов. На участках трубы с криволинейной границей переход к расчетному полю прямоугольной формы осуществляется преобразованием координат:

$$X = x; Y = y/y_c(x),$$

где  $y_c(x)$  — функция, задающая форму стенки.

При этом структура уравнений движения не меняется, а новые зависимые переменные отличаются от прежних множителями, зависящими от формы канала [4]. Поле течения покрывается прямоугольной сеткой. Для расчета параметров течения в каждом узле выделяется девятиточечная ячейка, в центре которой находится рассматриваемый узел.

Для проведения вычислений течение в трубе с диафрагмой представляется следующей моделью. Диафрагма заменяется поперечной перегородкой нулевой толщины, разделяющей газы с различными начальными параметрами. В момент времени  $t = 0$  перегородка начинает раскрываться от центра к стенкам по заданному от времени закону. Наличие перегородки требует выполнения условия непротекания на ней так же, как и на стенках канала. Условие непротекания осуществляется с помощью построения фиктивного потока, который, взаимодействуя с рассчитываемым, обеспечивает обращение в нуль значения нормальной составляющей скорости в точках на твердой границе. Чтобы удовлетворить граничному условию на движущейся перегородке, в расчетное поле вводится двойной столбец точек, разделенных перегородкой. Значения параметров течения

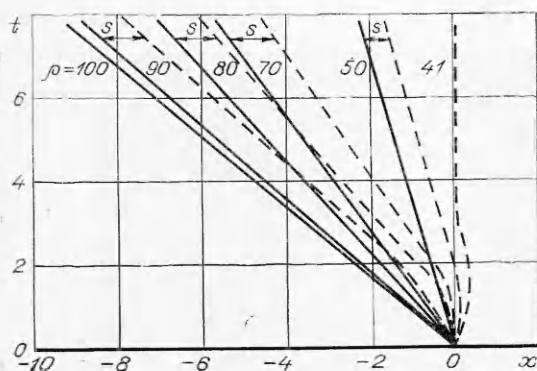
в парных точках различаются до тех пор, пока они разделены перегородкой. В противном случае в каждую из них заносятся одинаковые значения и пара точек рассматривается как одна. В связи с этим в каждый момент времени проводится анализ взаимного расположения конца открывающейся перегородки и расчетной ячейки, прилегающей к ней. В зависимости от результата такого анализа выбирается нужный вариант расчета. Оценка расчетов, проведенных с использованием простого осреднения и формул распада произвольного разрыва в парных точках на диафрагме показала, что результаты, полученные для каждого из вариантов, различаются незначительно. Это позволило использовать первый вариант с целью сокращения времени счета. С этой же целью в каждый момент времени расчет проводился только для возмущенной части расчетного поля. В расчетах полагалось, что диафрагма раскрывается по закону, выведенному в работе [1], который удовлетворительно согласуется с известными экспериментальными данными. В силу симметрии течения рассматривается только половина трубы с выполнением условия непротекания на оси так же, как и на твердых границах. Достоверность принятой модели течения с учетом немгновенности раскрытия диафрагмы установлена в работе [5] на основании сравнения расчетных результатов для трубы постоянного сечения с точным решением задачи в случае мгновенного раскрытия диафрагмы и с экспериментальными данными.

Известно, что волны разрежения, возбуждаемые в ударной трубе при немгновенном раскрытии диафрагмы, не центрированы и в течение времени, сравнимого со временем раскрытия диафрагмы, имеют форму, отличную от плоской [6]. Для выявления этого отличия проводились расчеты для случая плоского течения при следующих значениях определяющих параметров:  $P = 100$ ;  $R = 100$ ;  $\kappa = 1,4$ ;  $t_* = 0, 0,5; 1; 2$ .

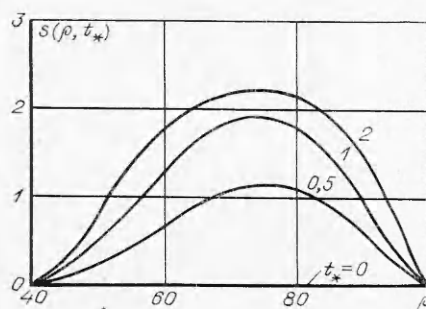
На фиг. 1 приведены пути точек в волне разрежения с постоянными значениями параметров потока при  $t_* = 2$ . Результаты соответствуют оси симметрии, здесь также нанесены прямолинейные характеристики центрированной волны, соответствующие тем же значениям параметров потока. Видно, что с определенного момента времени линии, соответствующие одинаковым значениям плотности, имеют одинаковый наклон, однако смещены относительно друг друга. Прямолинейные участки линий определяются в этом случае соотношением

$$(x - s)/t = u(\kappa + 1)/2 - a,$$

где  $s$  — смещение частицы, имеющей в точке  $x$ ,  $t$  скорость  $u$ , от ее положения в центрированной волне разрежения;  $a$  — скорость звука в покая-



Ф и г. 1

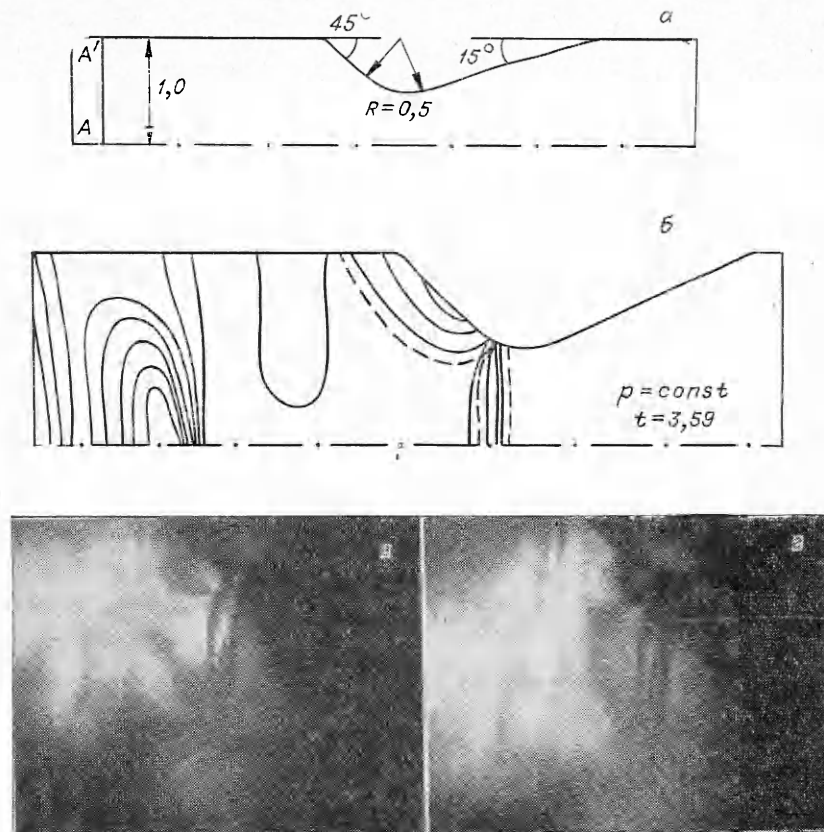


Ф и г. 2

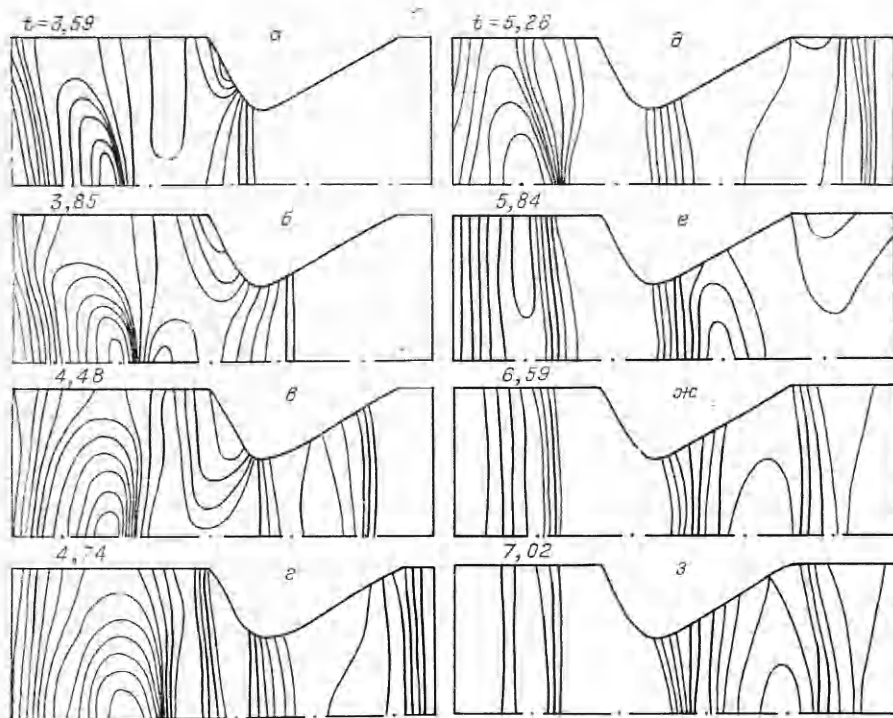
щемся газе. Графическая зависимость  $s = s(\rho, t_*)$  при различных значениях  $t_*$  приведена на фиг. 2. Знание этой зависимости позволяет в реальном случае определить течение в волне разрежения в камере ударной трубы.

Для проверки расчетного метода, а также для выяснения волновой картины течения в ударной трубе переменного сечения (фиг. 3, а) проведены расчеты для конфигурации трубы при следующих значениях определяющих параметров:  $P = 19$ ;  $R = 19$ ;  $\kappa = 1,4$ ;  $t_* = 3,8$ .

На фиг. 3, б представлено поле изобар, соответствующее моменту времени, когда возмущения от раскрывающейся диафрагмы достигли горловины сопла. Места наибольших сгущений линий соответствуют наличию перерасширения газа в сверхзвуковой струе, вытекающей через образовавшееся в диафрагме отверстие, в головной и отраженной от сужающейся части сопла волнах сжатия. Интервал изменения давления на изобарах равен 0—5. Штриховыми линиями здесь же нанесено положение волн, полученное экспериментально голографическим методом на ударной трубе кафедры молекулярной физики и механики МГУ. На стенках ударной трубы прямоугольного сечения на расстоянии в несколько калибров от положения диафрагмы монтировались профилированные вкладыши, совпадающие по форме с конфигурацией, заложенной в расчет. Выдерживалось подобие и по определяющим параметрам задачи. Схема голографической установки дана в работе [7]. На фиг. 3, в, г для примера



Ф и г. 3



Ф и г. 4

представлены фотографии мнимого изображения волновой картины течения в сопле, полученные с голограммы под различными углами наблюдения. На фотографиях хорошо видно отражение головной ударной волны от сужающейся части сопла.

По полям изобар, представленным на фиг. 4, можно наблюдать движение головной ударной волны, образование от сужающейся части сопла волн сжатия и их взаимодействие со вторичным скачком (фиг. 4, а — д), возникновение внутреннего скачка, обусловленного перерасширением газа в расширяющейся части сопла (фиг. 4, е — з), возникновение волн сжатия при обтекании угла на выходе из сопла (фиг. 4, д — з).

Удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о возможности использования принятой методики расчета для решения нестационарных задач газовой динамики, связанных с созданием и эксплуатацией аэродинамических установок кратковременного действия.

Поступила 19 XI 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дунцова Ж. С., Ершов И. В., Киреев В. Т., Рузавин Е. П. Расчет движения ударной волны и параметров течения в ударной трубе при мгновенном раскрытии диафрагмы.—Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 2.
2. Муминов М. М. Влияние времени раскрытия диафрагмы на течение газа в ударных трубах.— В кн.: Волны в неупругих средах. Кишинев, Из-во АН МССР, 1970.
3. Тугазаков Р. Я. Нестационарная задача о внезапном движении клина и конуса с до- и сверхзвуковыми скоростями.—Учен. зап. ЦАГИ, 1973, т. IV, № 1.

4. Laval P. Methode instationnaire de calcul de l'écoulement transonique dans une tuyère. ONERA TN N-133, 1970.
5. Наумов А. М., Тугазаков Р. Я. Расчет течения в ударной трубе вблизи раскрывающейся диафрагмы.—Учен. зап. ЦАГИ, 1976, т. VI, № 2.
6. Hall. J. G., Sprinvasan G., Rathi J. S. Unsteady expansion waveforms generated by diaphragm rupture.—«AIAA J.», 1974, vol. 12, N 5.
9. Штеменко Л. С. Применение голографии к изучению образования ударной волны в ударной трубе.—Учен. зап. ЦАГИ, 1976, т. VII, № 4.

УДК 629.7.018.1 : 533.6.074

### ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ТРУБ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

С. Н. Абросимов, Б. Ф. Щербаков

(Ленинград)

Величиной, характеризующей эффективность системы эвакуации газов, является производительность или быстрота откачки. У современных вакуумных насосов она может достигать значительных величин, например, пароструйные насосы имеют быстроту откачки  $\sim 15\,000$  л/с и более при давлении  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  мм рт. ст. [1, 2], а криогенные насосы  $10^6$ — $10^8$  л/с при тех же давлениях [3—5]. При этих параметрах секундный расход газа в стационарном режиме может достигать десятков граммов. Обычно для определения производительности системы эвакуации газов требуется замер значительного количества параметров. Предлагается метод определения производительности по геометрическим размерам струйного течения, основанный на равенстве расходов газа через сопло и откачивающую систему. Расход газа через сопло может быть записан в виде

$$(1) \quad G_c = \mu A(k) F_* p_0 / (RT_0)^{0,5},$$

где  $\mu$  — коэффициент расхода (во многих случаях для простоты расчетов можно принимать равным 1);  $A(k) = [2/(k+1)]^{1/(k-1)} [2gk/(k+1)]^{0,5}$  — коэффициент истечения;  $k = c_p/c_v$  — отношение теплоемкостей;  $F_*$  — площадь критического сечения сопла;  $p_0$ ,  $T_0$  — параметры торможения, давление и температура соответственно;  $R$  — газовая постоянная.

Расход газа через откачивающую систему может быть выражен в виде

$$(2) \quad C_{отк} = S \gamma p_\infty / p_\gamma,$$

где  $S$  — производительность;  $\gamma$  — удельный вес;  $p_\infty$  — давление в рабочем объеме, создаваемое откачивающей системой;  $p_\gamma$  — давление, при котором определен удельный вес.

Тогда из равенства соотношений (1), (2) получим выражение

$$(3) \quad S = \frac{A(k) \pi r_*^2 p_0 p_\gamma}{(RT_0)^{0,5} \gamma p_\infty},$$

являющееся исходным при определении производительности откачиваю-