

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ ПОТОКОМ, ДВИЖУЩИМСЯ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

К. Е. БОГОСЛОВСКИЙ

(Москва)

В настоящее время имеется ряд теоретических и экспериментальных исследований, посвященных проблеме нестационарного воздействия потока, движущегося за ударной волной, на тела различной формы. В частности, в работе [1] методом сквозного счета проведен расчет давления и плотности при обтекании тел наиболее типичных форм в начальной стадии процесса. В работах [2,3] рассмотрены основные соотношения, сопутствующие взаимодействию ударных волн. Анализ явлений дифракции ударных волн на сфере, цилиндре и конусе изложен в работе [4]. Вопросам нестационарного обтекания крыла посвящены работы [5,6]. Подробный обзор зарубежных исследований по нестационарному обтеканию содержится в статье [7].

Большой практический интерес представляет вопрос о времени формирования обтекания и величинах нестационарных нагрузок в этот период. В последнее время проведены экспериментальные исследования [8,9], в которых приводятся некоторые критерии, позволяющие судить о времени формирования головного скачка при сверхзвуковом обтекании шара и цилиндра, имеющего плоское притушение. Однако вопрос о времени установления стационарного давления на поверхности тела в данных работах не затрагивается и не приводится никакой взаимосвязи между нестационарным положением отраженной волны и соответствующим ему нестационарным давлением на поверхности. Помимо этого, критерий безразмерного времени в работе [8] определен весьма приближенно, вне зависимости от числа M ударной волны.

Данная работа была поставлена с целью определить основные критерии, характеризующие нестационарное обтекание тел потоком за плоской ударной волной, имеющей постоянные по времени параметры, и выяснить взаимосвязь между нестационарным положением отраженной от тела ударной волной и давлением на его поверхности в переходный период.

Обозначения

- | | |
|---|---|
| <p>t — текущее время;</p> <p>t_1 — время догона отраженной ударной волны волной разрежения;</p> <p>t_2 — время окончания формирования головной волны;</p> <p>Δ_0 — величина максимального отхода отраженной ударной волны от критической точки, соответствующая стационарному положению головной волны;</p> <p>δ_0 — величина нестационарного отхода отраженной ударной волны от критической точки;</p> <p>δ_1 — величина относительного нестационарного отхода головной волны, соответствующая моменту реализации стационарного давления в критической точке;</p> <p>p — величина нестационарного давления на поверхности цилиндра в рассматриваемой точке;</p> <p>p^0 — величина стационарного давления на поверхности цилиндра в рассматриваемой точке;</p> | <p>L — длина цилиндра;</p> <p>R — радиус цилиндра;</p> <p>λ — удлинение цилиндра;</p> <p>a_0 — скорость звука за отраженной ударной волной при отражении от плоской безграничной стенки;</p> <p>W — максимальная скорость отраженной волны относительно цилиндра;</p> <p>τ_1 — безразмерное время, соответствующее моменту догона отраженной ударной волны волной разрежения;</p> <p>τ_2 — безразмерное время, соответствующее окончанию формирования стационарной головной волны;</p> <p>τ_a^0 — безразмерное время, соответствующее приходу волны разрежения в рассматриваемую точку</p> <p>p_0 — максимальная величина давления, соответствующая отражению волн от плоской стенки;</p> |
|---|---|

$$p = \frac{r}{R}, \quad \Delta = \frac{\Delta_0}{R}, \quad \delta = \frac{\delta_0}{\Delta_0}, \quad \Delta p = \frac{p - p^0}{p_0 - p^0}, \quad \lambda = \frac{L}{2R}$$

$$\tau_a = \frac{a_0 t}{2R}, \quad \tau_w = \frac{W t}{\Delta_0}, \quad \tau_1 = \frac{W t_1}{\Delta_0}, \quad \tau_2 = \frac{W t_2}{\Delta_0}, \quad \tau_a^0 = \frac{a_0 t_0}{2R}, \quad \tau = \frac{a_0 t}{R - r}$$

Исследовались наиболее типичные формы тел: 1) цилиндр с плоским притуплением, обтекаемый вдоль оси симметрии; 2) цилиндр со сферическим притуплением и 3) цилиндр, обтекаемый поперек оси симметрии.

Эксперименты проводились в обычной ударной трубе, собранной по однодиафрагменной схеме. Измерения давления на моделях и скорости падающей ударной волны проводились по методике, аналогичной работам [10, 11]. Картина дифракции волн на теле фиксировалась при помощи высокоскоростной кинокамеры. Число M падающей ударной волны изменялось в пределах от $M = 1.5$ до $M \approx 6.0$, что соответствовало диапазону чисел M_∞ потока за ударной волной от 0.6 до 2.4.

Расчеты необходимых газодинамических параметров при высоких температурах проводились с учетом равновесной диссоциации воздуха на основании данных работ [10, 12, 13].

Величина относительного максимального отхода головной волны Δ в критической точке, полученная в данных экспериментах, сравнивалась со значениями Δ из других работ. В случае цилиндра с плоским притуплением она хорошо совпала с результатами работ [8—14], а в случае цилиндра со сферическим притуплением и цилиндра при поперечном обтекании — с результатами работы [15].

§ 1. Цилиндр с плоским притуплением. После отражения падающей ударной волны от плоского торца цилиндра давление на всей поверхности торца вначале постоянно и равно давлению, соответствующему

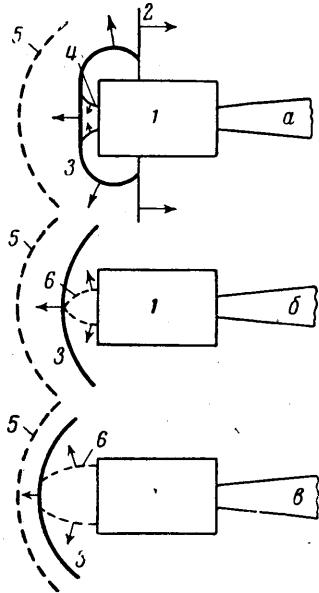
плоскому отражению ударной волны от стенки бесконечной протяженности, установленной параллельно фронту набегающей волны. С течением времени отраженная ударная волна отходит от плоского среза и формируется в головной скачок уплотнения. Возмущения, возникающие у краев цилиндра, распространяются со скоростью звука a_0 за отраженной ударной волной (фиг. 1, а). Вначале они приходят к точкам, лежащим ближе к периферии плоского торца. Время t_0 прихода волны разрежения в точку торца, расположенную на расстоянии r от центра, можно определить по формуле

$$t_0 = \frac{R(1-\rho)}{a_0} \quad (1.1)$$

После прихода волны разрежения в центр торца ($\rho = 0$) происходит ее отражение. В направлении от центра начинает двигаться отраженная волна разрежения (фиг. 1, б, в). Если ввести в рассмотрение безразмерное время $\tau_w = Wt / \Delta_0$, то зависимость относительного нестационарного отхода ударной волны δ от τ_w получается линейной на том отрезке времени, где волна разрежения не успела еще догнать отраженную ударную волну (фиг. 1, а). Положение, при котором волна разрежения догоняет отраженную ударную волну, изображено на фиг. 1б. Число τ_1 , соответствующее этому времени, определится для точки $\rho = 0$ на основании (1.1) по формуле

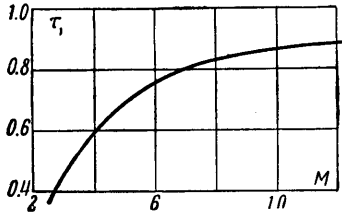
$$\tau_1 = \frac{1}{\Delta \sqrt{(a_0/W)^2 - 1}} \quad (1.2)$$

Величина τ_1 зависит от числа M ударной волны, так как Δ , a_0 и W будут функциями M (фиг. 2). На участке $0 \leq \tau_w \leq \tau_1$ величина $\delta = \tau_w$,



Фиг. 1. 1 — цилиндр, 2 — падающая ударная волна, 3 — отраженная ударная волна, 4 — волна разрежения, 5 — стационарная головная волна, 6 — отраженная волна разрежения

т. е. не зависит от числа M ударной волны и прямопропорциональна W . При значениях $\tau_w > \tau_1$ зависимость δ и τ_w не линейна, что вызвано затуханием скорости отраженной ударной волны. В этом случае δ является функцией числа M .



Фиг. 2. Зависимость безразмерного времени догона ударной волны волной разрежения от числа M

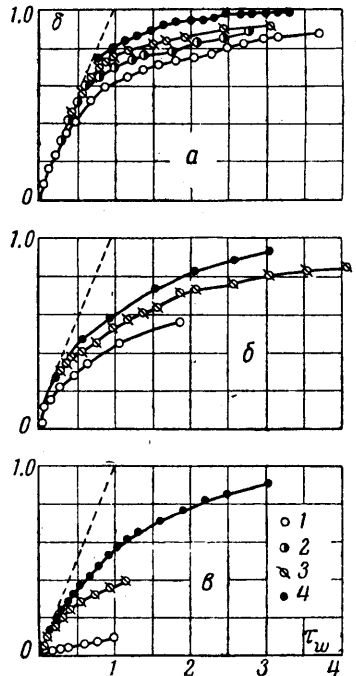
работе [8], что формирование в основном заканчивается при $\delta = 0.9$, то $\tau_2 \approx 1.5$ для $M \approx 5.6$, и $\tau_2 \approx 2.5$ для $M = 3.9$. При достаточно больших числах M , порядка 8—15, отраженная ударная волна 80—90% своего пути движется по линейному закону с постоянной скоростью W . Из вышесказанного ясно, что число τ_2 , условно соответствующее времени окончания формирования головного скачка, нельзя считать независимым от M , как сделано в работе [8].

Нестационарное давление, действующее на торец цилиндра, удобно рассматривать как функцию безразмерного параметра $\tau_a = a_0 t / 2R$, характеризующего скорость распространения возмущений в области между отраженной ударной волной и плоскостью торца. Введем безразмерное давление $\Delta p = p - p^0 / p_0 - p^0$. В начальный момент времени $p_i = p_0$ и $\Delta p = 0$; после формирования стационарного оттекания на торце $p = p^0$ и $\Delta p = 0$ (фиг. 4, а).

Многочисленные эксперименты, проведенные с моделями различных диаметров, показали, что во всем исследованном диапазоне чисел M вид соотношения $\Delta p = \varphi(\tau_a)$ в основном зависит только от ρ и практически не зависит от числа M ударной волны и диаметра цилиндра (фиг. 4, а). Интересно, что это справедливо и для дозвуковых чисел M_∞ потока, движущегося за ударной волной ($M = 1.5$, $M_\infty = 0.6$; фиг. 4, а), где отраженная ударная волна с течением времени отходит от цилиндра на неограниченное расстояние. Поэтому вид функции $\Delta p = \varphi(\tau_a)$ является универсальным для данной точки торца. Нетрудно определить число τ_a^0 , соответствующее приходу волны разрежения в точку ρ . Воспользовавшись соотношением (1.1), имеем

$$\tau_a^0 = 0.5(1 - \rho) \quad (1.3)$$

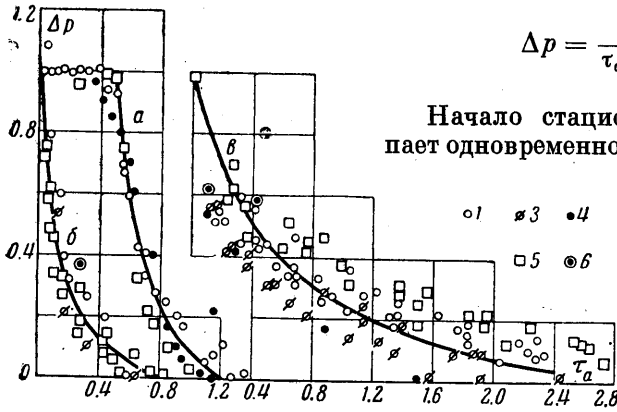
На фиг. 3, а представлена экспериментальная зависимость $\delta = f(\tau_w)$ для различных M . Начало «отвала» кривых от линейного закона хорошо согласуется с формулой (1.2). Значения $\delta = 1$ соответствуют приходу отраженной ударной волны в стационарное положение. Меньшим значениям M соответствуют более ранние «отвалы» кривых и, следовательно, большие числа τ_2 , при которых оканчивается формирование стационарной головной волны. Если принять, следуя



Фиг. 3. Зависимость безразмерного отхода отраженной волны от числа τ_w : 1. $M = 2.5$ ($M_\infty = 1.2$); 2. $M = 3.2$ ($M_\infty = 1.4$); 3. $M = 3.9$ ($M_\infty = 1.6$); 4. $M = 5.6$ ($M_\infty = 2.0$); цилиндр: а) с плоским притуплением, б) со сферическим притуплением, в) обтекаемый поперек оси симметрии

До прихода волны разрежения ($\tau_a \leq \tau_a^\circ$) величина Δp остается постоянной, равной 1 (фиг. 4, а; фиг. 5, а); в последующие моменты времени ($\tau_a > \tau_a^\circ$) давление падает, постепенно приближаясь к своему значению при стационарном обтекании. В случае $\rho = 0$ в области $\tau_a > \tau_a^\circ$ закон изменения давления может быть аппроксимирован эмпирической кривой

$$\Delta p = \frac{0.2440}{\tau_a - 0.3080} - 0,2745 \quad (1.4)$$

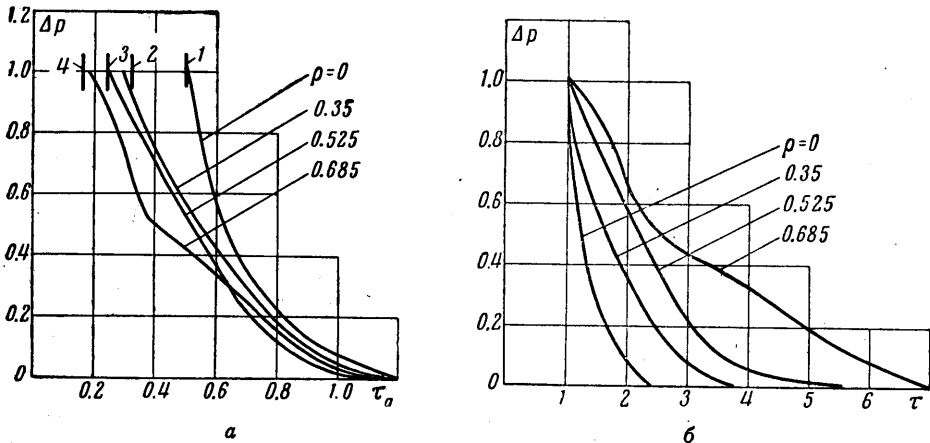


Начало стационарного обтекания наступает одновременно на всей поверхности торца,

практически не зависит от числа M и соответствует числу $\tau_a \approx 1.2$. Этот вывод позволяет судить о времени установления обтекания на плоском срезе цилиндра, что весьма важно при изучении вопросов нестационарного обтекания, например при проведении исследований в ударных трубах. Он справедлив и для дозвуковых чисел M_∞ потока, движущегося за ударной волной.

Фиг. 4. Зависимость Δp в критической точке от τ_a . 1. $M = 2.5$ ($M_\infty = 1.2$); 3. $M = 3.9$ ($M_\infty = 1.6$); 4. $M = 5.6$ ($M_\infty = 2.0$); 5. $M = 1.5$ ($M_\infty = 0.6$); 6 — интерференционные измерения; а) — цилиндр с плоским притуплением, б) — цилиндр со сферическим притуплением; в) — цилиндр, обтекаемый поперек оси симметрии

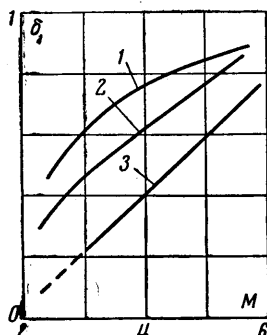
Известно [1], что при плоском взаимодействии ступеньки бесконечной длины с ударной волной уменьшение давления после отражения падающей волны происходит более интенсивно в точках, расположенных бли-



Фиг. 5. Зависимость безразмерного давления Δp от чисел τ_a и τ для различных точек плоского притупления. 1, 2, 3, 4 — τ_a° для $\rho = 0, 0.35, 0.525$ и 0.685 соответственно, рассчитанные по формулам (1.3)

же к ребру ступеньки. В этом случае при автомодельной постановке задачи эпюра давления зависит только от числа $\tau_l = a_0 t / l$, где l — расстояние от ребра ступеньки для рассматриваемой точки. Данные экспери-

мента показывают, что в случае обтекания торца цилиндра дело обстоит иначе. Если рассматривать Δp в функции числа $\tau = a_0 t / (R - r)$, то оказывается, что в точках, расположенных дальше от краев цилиндра (ближе к центру), давление убывает более интенсивно (фиг. 5, б). Увеличение градиента давления в центральных точках объясняется спецификой пространственного обтекания, обусловленного цилиндрическими волнами разрежения.



Фиг. 6. Положение отраженной ударной волны δ_1 , соответствующее моменту установления давления в критической точке, в зависимости от M . 1 — цилиндр с плоским притуплением, 2 — цилиндр со сферическим притуплением, 3 — цилиндр, обтекаемый поперек оси симметрии

ной при исследовании нестационарных картин течения.

§ 2. Цилиндр со сферическим притуплением. В начальный момент обтекания цилиндра со сферическим притуплением от критической точки отходит плоская отраженная волна. Вследствие прихода возмущений от криволинейных участков поверхности сферы скорость отраженной волны на оси сферы, проходящей через критическую точку начинает падать значительно раньше, чем в случае плоского притупления (фиг. 3, б), поэтому линейный участок кривой $\delta = f(\tau_w)$ в этом случае получается незначительным, что особенно заметно для меньших чисел M ударной волны. Тангенс угла наклона кривых $\delta = f(\tau_w)$, в точке $\tau_w = 0$ так же, как и в случае плоского торца, не зависит от M и равен единице.

Безразмерное давление Δp в критической точке начинает падать с ростом τ_a практически сразу же после отражения падающей ударной волны (фиг. 4, б). При числе $M \approx 1.43$ производилось фотографирование мгновенного спектра обтекания модели через интерферометр при $\tau_a \approx 0.283$. Результаты интерферометрических измерений удовлетворительно совпадают с измерениями давления (фиг. 4, б). Функция $\Delta p = \varphi(\tau_a)$ для критической точки так же, как и в случае плоского притупления, практически не зависит от M волны. Она может быть аппроксимирована гиперболой вида

$$\Delta p = \frac{0.1552}{\tau_a + 0.1333} - 0.1667 \quad (2.1)$$

Стационарное давление в критической точке реализуется при числе τ_a порядка 0.8, т. е. раньше, чем это было для цилиндра с плоским притуплением (фиг. 4, а и б). Запаздывание формирования головного скачка по отношению ко времени реализации стационарного давления в крити-

Установим взаимосвязь между моментом реализации стационарного давления на торце цилиндра и величиной нестационарного отхода отраженной волны δ . Воспользовавшись соотношением

$$\tau_w = \frac{2W}{a_0 \Delta} \tau_a \quad (1.5)$$

фиг. 3, а и подставив в (1.5) значение $\tau_a = 1.2$, получим зависимость отхода отраженной волны δ_1 , соответствующего установлению давления на торце, от числа M (фиг. 6). Рассматривая эту зависимость, можно заключить, что давление на торце устанавливается раньше, чем сформируется стационарный головной скачок уплотнения. Это запаздывание особенно заметно для меньших чисел M . Например, для $M \approx 2.6$ стационарное давление реализуется при $\delta_1 \approx 0.5$, в то время как при $M \approx 5.0$ оно соответствует $\delta_1 \approx 0.85$. Полученная взаимосвязь может оказаться полез-

ческой точке выражено сильнее, чем в случае плоского притупления (фиг. 6). Например, при $M \approx 3.0$ для плоского притупления $\delta_1 = 0.6$, в то время как для сферического $\delta_1 = 0.45$.

§ 3. Цилиндр, обтекаемый поперек оси. Исследования проводились на модели цилиндра с удлинением $\lambda = 3.13$. Однако полученные результаты могут быть распространены и на случай цилиндра бесконечной длины, если рассматривать центральное сечение в начальной стадии обтекания, когда возмущения от краев еще не успели достигнуть центра. Число τ_λ , соответствующее приходу возмущений в центральное сечение, приближенно находится по формуле $\tau_\lambda \approx 1/2\lambda$, оно не зависит от числа M ударной волны. В нашем случае $\tau_\lambda = 1.56$. При $\tau_\lambda \leq 1.56$ картина нестационарного течения в окрестности центральной критической точки соответствует плоскому обтеканию цилиндра бесконечного размаха, она имеет много общего с картиной обтекания шара. Действительно, тангенс угла наклона кривых $\delta = f(\tau_w)$ в начале координат равен единице и не зависит от числа M ударной волны (фиг. 3, в). Отвал кривых наступает раньше при меньших числах M .

Значения Δp для критической точки имеют несколько больший экспериментальный разброс, чем в случае цилиндров с плоским и сферическим притуплением, что связано с техническими трудностями при проведении эксперимента. Некоторая осредненная кривая, выражающая зависимость Δp от τ_a , может быть представлена в виде (фиг. 4, в)

$$\Delta p = \frac{10.7030}{\tau_a + 0.5870} - 0.1957 \quad (3.1)$$

Спад давления в критической точке происходит практически сразу же после отражения ударной волны, но осуществляется более плавно, чем это имело место в случае цилиндра со сферическим притуплением. Время реализации стационарного обтекания соответствует при $M \leq 3.0$ числам $\tau_a \approx 2-3.5$, а при $M \approx 5$ — числам $\tau_a \approx 2$ (фиг. 4, в). Величина давления, полученная путем обработки интерферометрических измерений мгновенной нестационарной картины обтекания цилиндра, взятая из работы [16], удовлетворительно согласуется с данными экспериментами (фиг. 4, в).

Рассматривая взаимосвязь между давлением в критической точке и положением отраженного скачка, можно заметить, что (как и в случае цилиндров с плоским и сферическим притуплениями) формирование головной волны «запаздывает» по отношению к давлению в критической точке (фиг. 6), т. е. и здесь стационарное давление на поверхности реализуется раньше, чем установится стационарная головная волна.

* * *

Проведенные исследования позволили установить основные критерийные зависимости, сопутствующие нестационарному обтеканию притупленных тел.

Оказалось, что в критической точке функция $\Delta p = f(\tau_a)$ практически не зависит от линейных размеров тела и скорости падающей ударной волны, а зависит только от формы притупления. Стационарное давление в критической точке реализуется в случае цилиндра со сферическим притуплением при $\tau_a \approx 0.8$; с плоским — при $\tau_a \approx 1.2$ и в случае цилиндра, обтекаемого поперек оси, — при $\tau_a \approx 2.0-3.5$. Установление давления на всей поверхности плоского притупления происходит практически одновременно и не зависит от числа M ударной волны. Причем в точках, расположенных ближе к оси симметрии, спад давления совершается более интенсивно, чем в точках, лежащих ближе к периферии.

Выяснена взаимосвязь между формированием головной волны и давлением на поверхности тела. Оказалось, что стационарное давление в критической точке реализуется раньше, чем сформируется головной скачок. Запаздывание формирования головного скачка тем больше, чем меньше число M падающей ударной волны.

Автор благодарит С. С. Семенова за полезные обсуждения статьи, Х. А. Рахматулина за внимание к работе, а также В. А. Браславец, В. С. Лелекова, В. П. Федотова, А. И. Харитонову за разработку методики измерений и участие в экспериментах.

Поступило 25 II 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Русанов В. В. Расчет взаимодействия нестационарных ударных волн с препятствиями. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1961, т. 1, № 2.
2. Whitham G. B. A new approach to problems of shock dynamics. Part I. Two-dimensional problems. J. Fluid Mech., 1957, vol. 2, No 2.
3. Whitham G. B. A new approach to problems of shock dynamics. Part II. Three-dimensional problems. J. Fluid Mech., 1959, vol. 5, No 3.
4. Bryson A. E., Gross R. W. F. Diffraction of strong shocks by cones, cylinders, and spheres. J. Fluid Mech., 1960, vol. 10, No 1.
5. Голубинский А. И. Об обтекании движущейся пластинки перемещающейся ударной волной. Инж. ж., 1961, т. I, вып. 2.
6. Голубинский А. И. Подъемная сила и момент тонкого профиля при произвольном нестационарном обтекании. Инж. ж., 1963, т. 3, вып. 3.
7. Rask D. G. The reflexion and diffraction of shock waves. J. Fluid Mech. 1964, vol. 18, No 4.
8. Шугаев Ф. В. Взаимодействие сверхзвукового потока с препятствием. ПМТФ, 1963, № 6.
9. Сыщикова М. П., Березкина М. К., Семенов А. Н. Формирование в головной ударной трубе. ЖТФ, 1964, т. 34, № 11.
10. Ударные трубы. Сб. статей. Под ред. Х. А. Рахматулина и С. С. Семенова, М., Изд. иностр. лит., 1962.
11. Саламандра Г. Д., Баженова Т. В., Зайцев С. Г., Солоухин Р. И., Набоко И. М., Севастьянова И. К. Некоторые методы исследования быстротекающих процессов и их применение к изучению формирования детонационной волны. М., Изд-во АН СССР, 1960.
12. Предводителей А. С., Ступоченко Е. В., Ионов В. П., Плешанов А. С., Рождественский И. Б., Самуйлов Е. В. Термодинамические функции воздуха для температур от 1000 до 12 000° К и давлений от 0.001 до 1000 атм. М., Изд-во АН СССР, 1960.
13. Гусев В. Н., Ладыженский М. Д. Газодинамический расчет ударных труб и гиперзвуковых сопел в условиях равновесной диссоциации и ионизации воздуха. Тр. ЦАГИ, 1960, вып. 779.
14. Serbin H. Supersonic flow around blunt bodies. J. Aeronaut Sci., 1958, vol. 25, No 1.
15. Ambrosio, Wortman. Stagnation-point shock-detachment distance for flow around spheres and cylinders in air. J. Aeronaut Sci., 1962, vol. 29, No 7.
16. Kim, Chul-soo, Koichi, Oshima. Experimental studies of a plane shock wave with a circular cylinder. J. Phys. Soc. Japan, 1956, vol. 178—180.