

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОБТЕКАНИЯ МОДЕЛЕЙ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ УДАРНОЙ ТРУБЕ

К. Е. БОГОСЛОВСКИЙ, Н. И. КИРЕЕВА, Г. А. МАКАРЕВИЧ,  
Ю. А. ЦВЕТАЕВ, С. К. ШИМАРЕВ, Е. А. ТАРАНТОВ

(Москва)

Приводятся результаты экспериментальных исследований по нестационарному обтеканию моделей потоком, движущимся за фронтом очень сильной ударной волны, возбуждаемой в электромагнитной ударной трубе. Найдено время установления обтекания в области критической точки притупленных тел.

**§ 1. Описание установки и методик экспериментов.** Поток в электромагнитной ударной трубе создается при помощи мощного импульсного электрического разряда. Образуется ударная волна, движение которой по трубе на небольших расстояниях от разрядной камеры определяется конструкцией разрядной камеры, временем протекания и мощностью разряда, начальным давлением в трубе и рядом других причин. Скорость ударной волны на больших расстояниях будет определяться в основном только количеством энергии, выделенной в разрядной камере.

Как известно, в ударных трубах поток состоит из двух зон: зоны толкающего газа (выброшенной из разрядной камеры «толкающей плазмы» в случае электромагнитной ударной трубы) и «пробки» — области ударно сжатого газа, заключенного между ударной волной и передним фронтом толкающего газа.

В электромагнитных ударных трубах значительную роль играет «магнитное давление», вызванное наличием больших токов в «толкающей плазме». Это давление действует только на заряженные частицы. Степень ионизации газа за ударной волной в проведенных экспериментах была невелика, поэтому происходило просачивание газа из области «пробки» через границу «пробка» — «толкающая плазма». Это явление объясняет тот факт, что на короткой электромагнитной ударной трубе не удается получить рассчитанную по теории ударных труб длину «пробки». Увеличение длины трубы позволяет увеличить длину «пробки», но приводит к существенному уменьшению скорости ударной волны, что лишает установку основного преимущества перед обычными ударными трубами.

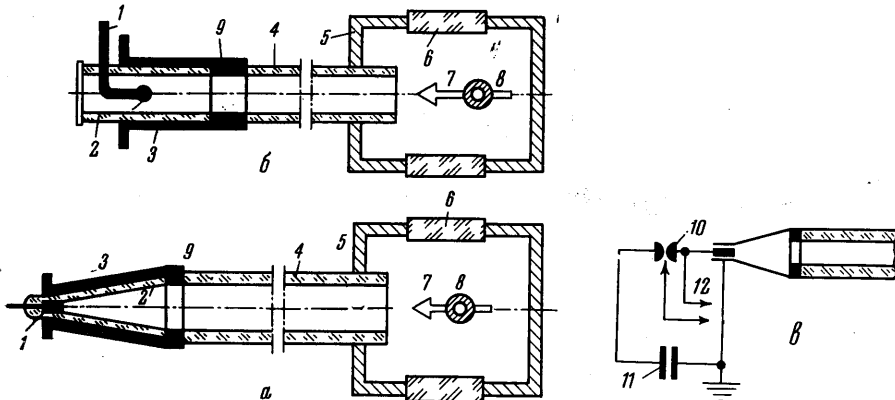
В экспериментах использована установка в двух вариантах, схемы которых в виде рабочих труб из органического стекла, соединенных с конической или цилиндрической разрядной камерами, представлены на фиг. 1, а, б, где 1 — центральный электрод, 2 — изолятор, 3 — обратный провод, 4 — рабочая труба из оргстекла, 5 — вакуумная камера, 6 — окно из оптического стекла, 7 — модель, 8 — державка модели, 9 — кольцевой электрод. Трубка оканчивалась вакуумной камерой с окнами из оптического стекла и приспособлениями для крепления моделей.

Схема разрядного устройства представлена на фиг. 1, в, где 10 — разрядник, 11 — разрядная батарея, состоящая из восьми конденсаторов ИМ-5-150, подключаемых к разрядной камере плоскими медными шинами, разделенными слоем 2-миллиметровой резины; рабочее напряжение батареи 5 кВ; разряд запускался при помощи малоинерционного вакуумного разрядника (12 — к пульту). На установке с цилиндрической разрядной камерой по сравнению с установкой, где использовалась коническая разрядная камера, получены скорости ударных волн, примерно на 15% большие.

В процессе экспериментов измерялись: скорости ударной волны (при помощи фоторегистратора СФР-2М и системы фотоумножителей) и давление за отраженной ударной волной (пьезоэлектрическими датчиками дав-

ления). В некоторых экспериментах измерялась также продолжительность «пробки» (зондовыми датчиками и фоторегистратором СФР-2М).

Методы измерения скорости ударной волны кинокамерой СФР-2М и фотоумножителями обеспечивали точность измерения не хуже 5%.

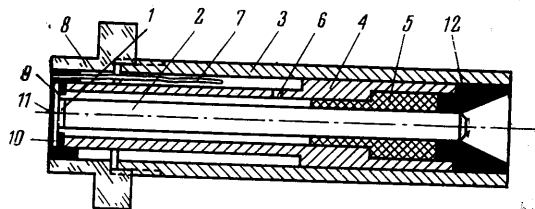


Фиг. 1

Электрические измерения на электромагнитных трубах представляют довольно сложную задачу в связи со сравнительно большим уровнем электрических помех и большой скоростью протекания изучаемых процессов.

Было разработано несколько типов малоинерционных пьезоэлектрических датчиков давления; схема одного из них приведена на фиг. 2, где 1 — пластинка из ВаТiO<sub>3</sub>, 2 — латунный стержень, 3 — корпус, 4 — трубка, 5 — эбонитовая втулка, 6 — отверстие для вакуумирования, 7 — хлорвиниловая трубка, 8 — наконечник из оргстекла, 9 — медное кольцо, 10 — слой лака или эмали, 11 — фольга, 12 — воск или пинеин. Пьезоэлектрические датчики давления тщательно экранировались и изолировались от потока.

На фиг. 3 представлены результаты измерения давления  $p_5$  [ата] в торце электромагнитной ударной трубы в зависимости от скорости  $u$  [км/сек]. Для сравнения приведены расчетные (пунктирные) кривые. Отметим удовлетворительное совпадение экспериментальных результатов с расчетными; точки 1, 2, 3 соответствуют значениям  $p=1.0, 0.6, 0.3$  мм рт. ст., точки 4 — расчетные.

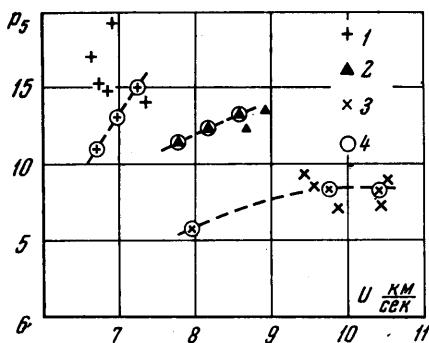


Фиг. 2

Зондовый датчик для измерения продолжительности «пробки» представлял собой две металлические проволоочки длиной 10 мм, введенные в поток. Аппаратура заземлялась на две медные пластины длиной около 50 см, наклеенные на внутренние стенки трубы параллельно оси. На зонды по отношению к земле подавалось симметричное напряжение высокой частоты (несколько Мгц) с амплитудой в несколько в. Различная проводимость газа в «рабочей пробке» и «толкающей плазме» определяла величину изменения напряжения на зондах. На фиг. 4 приведена осциллограмма; (сигнал с двухэлектродного зонда  $f = 500$  кгц): на ней отчетливо видны области невозмущенного газа — 1, «пробки» — 2 и «толкающего газа» — 3.

При  $p_1 \leq 1$  мм рт. ст. зонды оказались нечувствительными, так как проводимости в «рабочей пробке» и «толкающем газе» становятся близкими.

Применялся также метод измерения длины «рабочей пробки», основанный на свойстве отраженной ударной волны изменять свою скорость при прохождении в средах различных плотностей и температур. Время, отсчитываемое с момента подхода ударной волны к торцу модели до момента резкого изменения скорости отраженной ударной волны, можно рассматривать практически как продолжительность «пробки».



Фиг. 3

Этим методом получены результаты, хорошо совпадающие с результатами измерений зондами. Обе методики при  $p_1 = 3$  мм рт. ст. дают продолжительность рабочего потока  $\sim 8$  см — с цилиндрической и  $\sim 12$  см — с конической камерами при скорости ударной волны  $\sim 4$  км/сек. Измеренная последним методом длина «рабочей пробки» при  $p_1 = 1$  мм рт. ст. оказалась равной  $\approx 1.5 - 2$  см при скорости ударной волны  $\approx 8 - 9$  км/сек.

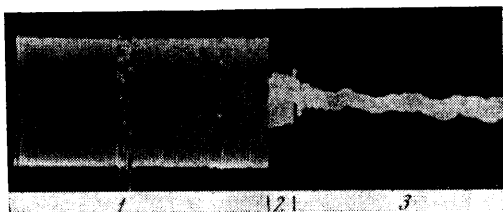
**§ 2. Результаты экспериментов.** Основной задачей поставленных экспериментов являлось определение времени перехода неустановившегося обтекания тел вблизи критической точки в установившееся и экспериментальная проверка теоретических значений параметров потока газа, движущегося за сильной ударной волной.

Для изучения картины установления течения около тел, обтекаемых потоком газа за сильной ударной волной, применялась как покадровая скоростная киносъемка с частотой съемки 500 000 кадров в секунду, так и съемка фоторегистратором со скоростью развертки 3000 м/сек.

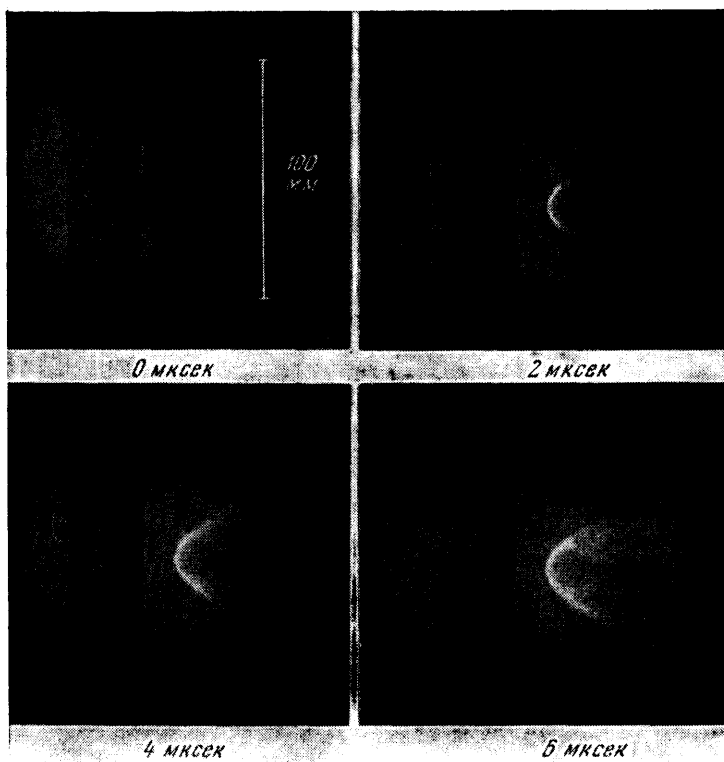
Покадровая съемка моделей дала общую картину обтекания. Недостаточно высокая частота съемки привела к тому, что не удалось детально исследовать процесс формирования общей картины обтекания, так как время смены кадров равнялось 2 мксек, а время перехода отраженной ударной волны в стационарный скачок оказалось для моделей цилиндров диаметром 8 мм порядка 2.5 мксек.

Применение же моделей большего диаметра оказалось неэффективным, так как продолжительность «рабочей пробки» была около 2—2.5 мксек, и обтекание для таких моделей не успевало установиться в «рабочей пробке». На фиг. 5 приведены характерные кинограммы обтекания моделей. По прошествии отрезка времени, отсчитываемого с момента прихода волны к носку модели, равного 2 мксек, модели обтекались потоком, движущимся за контактной поверхностью. На фотографии видны светящийся фронт падающей волны и скачки уплотнения.

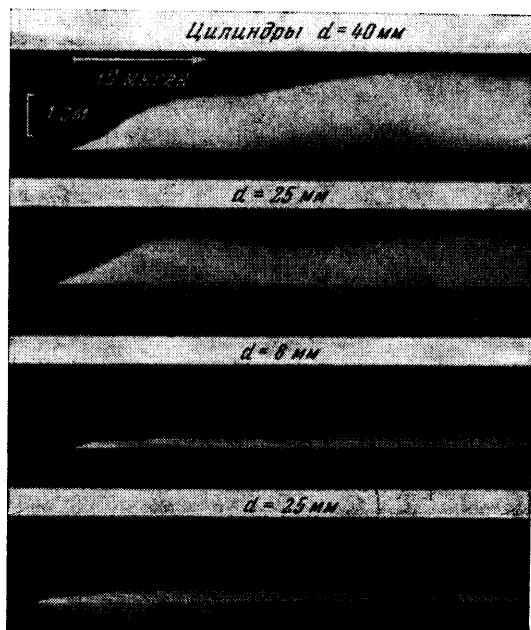
Для оценки времени установления стационарного потока около моделей применялся метод фоторегистратора [1], имеющий разрешающую способность (1 мксек — 3 мм пленки) по времени. Этим методом исследовалось установление процесса обтекания по осевому сечению моделей малых размеров ( $d \leq 8$  мм — в случае цилиндров с плоским притуплением,  $d \leq 16$  мм — в случае шара), на которых обтекание вблизи критической



Фиг. 4



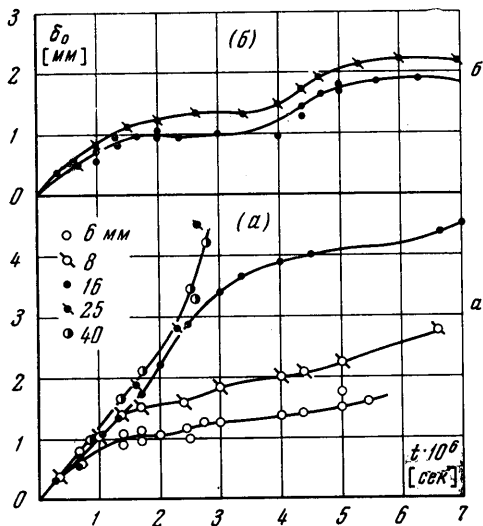
Фиг. 5



Фиг. 6

точки успевало сформироваться за время, меньшее времени прохождения «рабочей пробки».

На фиг. 6 представлены фоторегистрограммы обтекания различных моделей. Фоторегистрограммы получены при расположении щели прибора вдоль оси моделей. Расшифровка фоторегистрограмм для моделей цилиндрической формы, имеющих плоское притупление и обтекаемых



Фиг. 7

вдоль оси, дана на фиг. 7, а, для сферы — на фиг. 7, б, цифры у точек указывают диаметр. Рассматривая эти кривые, можно заметить, что, начиная с момента прихода ударной волны к торцу модели, имеет место линейная зависимость величины отхода скачка  $\delta_0$  от времени. Тангенс угла наклона кривых  $\delta_0 = f(t)$  равен скорости отраженной ударной волны  $W$ .

На фиг. 7, а, видно, что скорость в начальный момент времени постоянна. Этот факт объясняется тем обстоятельством, что в случае обтекания ударной волной тела с плоским притуплением возмущения от краев цилиндра не могут сразу достигнуть критической точки: тре-

буется некоторое время, которое определяется диаметром модели и скоростью звука за отраженной ударной волной. Оценим порядок этого времени для модели диаметром 8 мм.

При скорости падающей ударной волны  $V = 8000$  м/сек и начальном давлении  $p_1 = 1$  мм рт. ст. давление за фронтом  $p_2$ , скорость отраженной ударной волны  $w$  и температура за фронтом  $T_2$  определяются [2] так:

$$P_2 = \frac{P_2}{P_1}, P_1 = 740 \frac{1}{760} = 0.975 \text{ атм}, \quad w = 1200 \frac{\text{м}}{\text{сек}}, \quad T_2 = 7500^\circ \text{ К}$$

Имея эти параметры, из работы [2] получим давление  $p_5$  и температуру  $T_5$  за отраженной ударной волной:

$$p_5 = 18 \text{ атм}, \quad T_5 = 14600^\circ \text{ К}$$

По значениям  $P_5$  и  $T_5$  из [3] находим скорость звука  $a_5$  за отраженной ударной волной:  $a_5 = 3090$  м/сек. Время  $t_0$  прихода возмущений от краев цилиндра в критическую точку, приблизительно соответствующее началу падения скорости отраженной ударной волны, определяется так:

$$t_0 = d / 2a_5 = 1.2 \text{ мксек} \quad \text{для } d = 8 \text{ мм}, \quad t_0 = 0.9 \text{ мксек} \quad \text{для } d = 6 \text{ мм}.$$

Экспериментальное время  $t_0$  прихода возмущений от кромок цилиндра в критическую точку удовлетворительно согласуется с вышеприведенной оценкой. Оно соответствует приблизительно началу отгиба кривых  $\delta_0 = f(t)$  от прямой линии.

При взаимодействии отраженной ударной волны с потоком, движущимся за контактной поверхностью, происходит увеличение скорости отраженной ударной волны, хорошо заметное для моделей с диаметром  $d > 16$  мм,

что связано с более высокими температурами в области за контактной поверхностью по сравнению с температурами в «рабочей пробке» (фиг. 6 и 7, а).

На основании этого можно судить о длине «рабочей пробки»: она соответствует начальному линейному участку кривых  $\delta_0 = f(t)$  для моделей с  $d \geq 16$  мм. Как видно из графиков, протяженность во время «рабочей пробки» составляет приблизительно 2 — 2.5 мксек.

В случае моделей достаточно малых размеров ( $d \leq 8$  мм) процесс формирования стационарного обтекания заканчивается, как видно из фиг. 6 и 7, а, внутри «рабочей пробки».

В случае моделей большего диаметра ( $d > 16$  мм) влияние кромок цилиндра сказывается в области критической точки позднее, поэтому формирование стационарного обтекания в этой области внутри «рабочей пробки» не заканчивается. Это весьма хорошо заметно для моделей с диаметром 40 и 25 мм (фиг. 6 и 7, а).

Для моделей, имеющих форму шара, линейной зависимости  $\delta_0$  от  $t$  на начальном участке не наблюдается (фиг. 6 и 7, б).

Окончание формирования стационарного течения для шара наступает раньше, чем для цилиндра того же диаметра. Например, при диаметре шара, равном 16 мм, формирование стационарного течения заканчивается внутри «рабочей пробки», в то время как для цилиндров такого же диаметра это формирование внутри «пробки» не заканчивается.

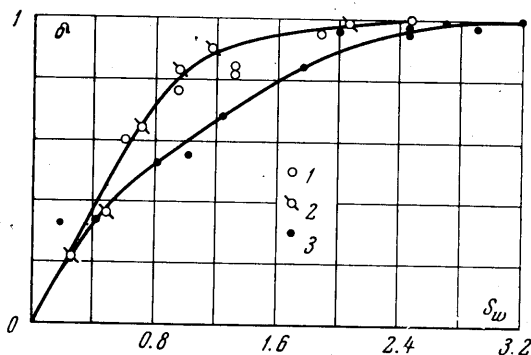
Для того чтобы иметь возможность переносить полученные результаты на модели других размеров, удобно представить их в безразмерном виде

$$\delta = f_1(S_w) \quad (\delta = \delta_0 / \delta_{\max}, S_w = Wt / \delta_{\max})$$

Здесь  $\delta_{\max}$  — максимальный отход ударной волны от носика модели, соответствующий стационарному скачку.

Такая критериальная зависимость представлена на фиг. 8, где точки 1 и 2 получены для цилиндров с диаметром соответственно  $d = 6$  и  $d = 8$  мм, а точки 3 для шара с диаметром  $d = 16$  мм. Зависимость  $\delta = f_1(S_w)$  практически не зависит от диаметра моделей. Время формирования отраженной ударной волны в стационарную головную волну для цилиндрических моделей соответствует значению  $S_w \approx 2.0$ . Для сферы время формирования сокращается и падает на числа  $S_w = 3.0$ . Нужно иметь в виду, что данные результаты относятся к случаю обтекания со скоростями ударной волны порядка 7000—8000 м/сек, что соответствует числам  $M$  набегающего потока в пробке порядка 3.5—3.6. Для других чисел  $M$  время формирования отраженной ударной волны в стационарный скачок, вообще говоря, может оказаться другим.

Рассмотрим величину относительного максимального отхода ударной волны от критической точки в случае установившегося потока. Величина  $\Delta = \delta_{\max} / R$  зависит от  $k$  — отношения плотностей до и после скачка — и формы тела. Зная параметры потока в рабочей пробке, можно, на основании законов сохранения массы, импульса и энергии при переходе через прямой скачок, определить параметры за скачком, а также  $k = \rho_c / \rho_2$ .



Фиг. 8

В случае следующих параметров газа в «рабочей пробке»  $v = 8000$  м/сек,  $u_2 = 7500$  м/сек,  $p_2 = 0.965$  атм,  $\rho_2 = 26.7 \cdot 10^{-4}$  кг сек<sup>-2</sup> м<sup>-4</sup>,  $T_2 = 7400^\circ$  К. Методом последовательных приближений [2, 3] получим параметры газа за стационарным скачком

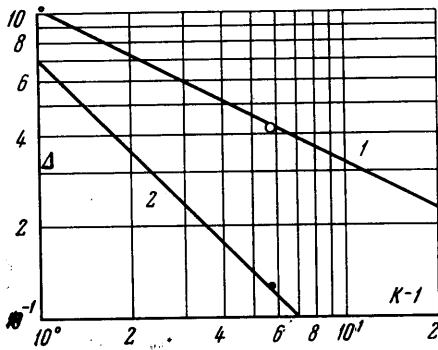
$$\rho_c = 176 \cdot 10^{-4} \text{ кг сек}^{-2} \text{ м}^{-4}$$

$$p_c = 13.3 \text{ атм, } T_c = 13\,030^\circ \text{ К}$$

$$K = \rho_c / \rho_2 = 6.58$$

На фиг. 9 представлены значения величины  $\Delta$  для цилиндра (кривая 1) и шара (кривая 2) при установившемся обтекании в зависимости от  $k$ , взятые из работ [4, 5, 6].

Там же приведены данные наших экспериментов. Совпадение получилось хорошим.



Фиг. 9

Проведенные исследования на электроразрядной трубе при скоростях ударной волны порядка 8000 м/сек позволили сделать следующие выводы.

1. Установленная критериальная зависимость безразмерной величины относительного отхода ударной волны от притупления в функции безразмерного времени позволяет определить время установления течения вблизи критической точки шаров и цилиндров, обтекаемых потоком за сильной ударной волной.

В случае цилиндров с плоским притуплением время окончания формирования головной волны соответствует числу  $S_w \approx 2.0$ , в случае шаров — числу  $S_w = 3.0$  (число  $S_w$  берется по скорости отраженной ударной волны).

2. Экспериментальные значения скоростей отраженной от плоского торца ударной волны и значения давления за ней удовлетворительно согласуются с расчетами, учитывающими равновесную диссоциацию и ионизацию газа [2, 3].

3. Значения величины относительного стационарного отхода ударной волны от критической точки шаров и цилиндров с плоским притуплением, обтекаемых вдоль оси, хорошо согласуются с расчетами, проведенными по работам [4-8].

Поступило 23 IV 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дубовик А. С. Фотографическая регистрация быстротекающих процессов. 1964.
2. 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.
3. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В. и др. Таблицы термодинамических функций для воздуха (для температур от 12 000 до 20 000°К и давлений от 0.01 до 1000 атмосфер). Изд-во АН СССР, 1959.
4. Могомедов К. М. О сверхзвуковом обтекании тел с известной звуковой точкой. Изв. АН СССР. ОТН, Механика и машиностроение, 1963, № 1.
5. Serbin H., Supersonic Flow Around Blunt Bodies. Aeronaut. Sci., 1958, vol. 25, No 1.
6. Шугаев Ф. Г. Взаимодействие сверхзвукового потока с препятствием. ПМТФ, 1963, № 6.
7. Ладыженский М. Д., Черникова Л. Г. Исследование распространения ударных волн в разрядной трубке. ПМТФ, 1961, № 2.
8. Alphonso Ambrosio and Andrzej Wortman Stagnation — Point Shock Detachment Distance for Flow Around Spheres and Cylinder in Air. J. Aerospace Sci., 1962, vol. 29, No 7.