

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1967.
2. Коробейников В. П., Мельникова М. С., Рязанов Е. В. Теория точечного взрыва. М., Физматгиз, 1961.
3. Неуважаев В. Е. Движение газа при заданном пространственном распределении давления.— ПММ, 1970, т. 34, вып. 1.

УДК 533.6.011.72

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
МОЩНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В КАНАЛЕ

А. А. Коньков, А. И. Соколов

(Москва)

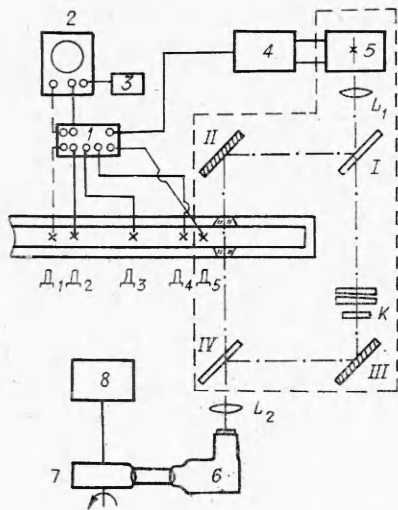
Широкое применение ударных труб в лабораторной практике общеизвестно. Однако, несмотря на имеющиеся сведения [1] о скоростях ударных волн ~ 100 км/с, экспериментальные данные о размерах ударно-нагретой области за фронтом ударной волны ограничены числами $M=10$ [2]. Расчетные данные не выходят за рамки этого диапазона, за исключением воздуха, где расчеты проведены до $M=20$ [3, 4]. За мощными ударными волнами эффекты, обусловленные вязкостью, теплопроводностью и излучением среды, должны приводить к серьезным отклонениям реального течения от идеализированной картины при равномерном движении поршня в канале, заполненном невязкой нетеплопроводной неплучающей средой. Поэтому целесообразно экспериментально исследовать ход плотности и размеры ударно-нагретой области за фронтом ударных волн, распространяющихся в канале ударной трубы, позволяющей получить скорости до 8 км/с.

В экспериментах использовалась ударная труба, аналогичная описанной в [5], но в данных экспериментах внутреннее сечение канала камеры низкого давления имело форму квадрата 27×27 мм². После смотровых окон была установлена дополнительная секция большего сечения, чтобы отражение ударной волны от торца не нарушало картины течения. В качестве исследуемого газа был взят аргон.

В основу исследований положен интерферометрический способ определения плотности, для чего использовалась система Рождественского [6], в которой интерферометр Маха — Цендера скрещен со спектрографом. Эта система была дополнена разверткой во времени, аналогичной используемой в работе [7]. Схема эксперимента приведена на фиг. 1. Здесь I — IV — зеркала интерферометра; L_1, L_2 — линзы; 6 — спектрограф типа ИСП-51; 7, 8 — ждущий фоторегистратор и его блок питания; 5, 4 — источник света и его блок питания.

В качестве зондирующего источника света 5 использовался импульсный разряд в капилляре, распределение энергии в спектре которого совпадает с распределением в спектре черного тела с температурой около 40 000 К. Описание этого источника дано в [8].

На фиг. 1 схематически изображена система измерения скорости. Здесь D_1, D_2, D_3, D_4, D_5 — ионизационные датчики, причем расстояния $D_1D_2, D_2D_3, D_3D_4, D_4D_5$ равны соответственно 100, 300, 80, 240 мм; I — блок, который формирует электрические импульсы после замыкания



Фиг. 1

плазмой межэлектродных промежутков ионизационных датчиков; 2 — осциллограф типа С1-17; 3 — генератор синусоидального напряжения типа Г-4 = 18А; 4 — блок синхронизации.

Ждущий фоторегистратор состоит из объектива, двенадцатигранной призмы с зеркальными гранями и кассеты с фотопленкой (обычно использовалась фотопленка типа «Изопанхром-13»). Скорость вращения призмы во время опыта составляла 375 об/с, что позволяло иметь разрешающую способность во времени около 0,3 мкс. Поскольку используются высокие порядки интерференции, на фотопленке образуются почти вертикальные полосы. При пересечении одного из плеч интерферометра волной или контактной областью происходит смещение интерференционной картины. Регистрация этих моментов

времени на фотопленке позволяет определить расстояние между ударной волной и контактной областью.

Расстояние от второй диафрагмы до центра окон в измерительной секции 220 см. Величину этого расстояния выбирали, исходя из того, что, согласно [3], на 80—90 калибрах от диафрагмы длина ударно-нагретой области в случае турбулентного слоя достигает практически своего максимального значения. Чтобы аналогичная ситуация имела место для ламинарного слоя, необходимо увеличить это расстояние в 2—3 раза, что целесообразно, так как ведет к существенному уменьшению скорости ударной волны в сечении, где производится измерения.

Интерферограмма, полученная при движении ударной волны в аргоне (начальное давление 10 мм рт. ст.) со скоростью 4,3 км/с, приведена на фиг. 2, где видно, что за резким сдвигом полос Ф, связанным с передним фронтом ударной волны, следует зона изменения плотности, которая соответствует приходу среды к равновесию (зона релаксации). Затем идет участок, где дальнейшее смещение интерференционных полос почти не наблюдается, т. е. плотность практически остается неизменной. За участком стабильных полос следует участок хаотических изменений интерференционной картины, начало которого отождествлялось с приходом контактной области. За протяженность во времени ударно-нагретой области принимался интервал между первым резким сдвигом интерференционной картины и началом хаотических колебаний интерференционных полос. Это время, умноженное на скорость ударной волны, дает величину ударно-нагретой области. С ростом скорости ударной волны зона релаксации уменьшается, полосы интерференционной картины начинают испытывать сначала небольшой, а затем существенный наклон, длина ударно-нагретой области сокращается и при скоростях 7—8 км/с составляет 1,5—2 см. При таких высоких скоростях за передним фронтом ударной волны возникает сильное излучение, которое затрудняет изучение хода интерференционных полос в течение примерно 1 мкс после их первого резкого сдвига. Результаты измерений размеров ударно-нагретой области в аргоне на расстоянии 220 см от диафрагмы приведены на фиг. 3. Здесь по оси ординат отложен размер ударно-нагретой области, по оси абсцисс — скорость ударной волны и соответствующие значения числа

Маха; 1 — результаты, полученные при начальном давлении 1 мм рт. ст., 2 — 10 мм рт. ст., 3 — 50 мм рт. ст. Штриховая линия на фиг. 3 рассчитана для начального давления 10 мм рт. ст. с помощью «закона загрязнения» [9], согласно которому длина ударно-нагретой области (вследствие перемешивания на границе контактной области) сокращается вдвое по сравнению с длиной, рассчитанной без учета пограничных слоев и перемешивания. Это соотношение было установлено для небольших чисел Маха и, как видно из сопоставления штриховой кривой и экспериментальных данных для начальных давлений 10 и 50 мм рт. ст., результаты работы [9] и экспериментальные данные согласуются между собой в области чисел $M = 10-12$. Для начальных давлений 1 мм рт. ст. во всем исследованном диапазоне чисел Маха, а также для 10 и 50 мм рт. ст. при $M > 15$ реальные значения длин ударно-нагретой области существенно меньше, чем это следует из «закона загрязнения», причем для скоростей около 8 км/с [9] экспериментальные значения длины ударно-нагретой области отличаются примерно в 5—6 раз. Расчеты, выполненные в [3, 4] до $M = 10$, сделаны в предположении справедливости закона Сазерленда для вязкости, причем отношение удельных теплоемкостей положено равным $5/3$, а число Прандтля 0,67. Поскольку для более высоких чисел Маха выполнение этих предположений сомнительно, целесообразно экстраполировать эти кривые в область более высоких чисел Маха для сравнения с результатами данной работы.

Чтобы определить плотность, выберем в спектре длины волн $\lambda_1, \dots, \lambda_n$, отвечающие до прихода ударной волны максимумам освещенности. Число n определяется числом компонент плазмы, концентрации которых нужно определить. Для этих длин волн справедливы соотношения:

а) до прихода ударной волны

$$(1) \quad \sum_i r_{i0}(\lambda_1) N_{i0} = k_1 \lambda_1 / d, \dots \sum_i r_{i0}(\lambda_n) N_{i0} = k_n \frac{\lambda_n}{d};$$

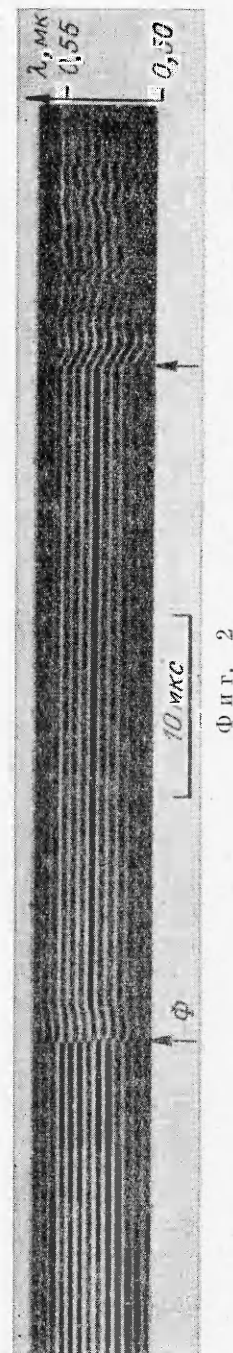
б) после прихода ударной волны

$$\sum_i r_{i0}(\lambda_1) N'_{i0} + \sum_j r_j(\lambda_1) N_j - r_e(\lambda_1) N_e = (k_1 + \delta_1) \times \frac{\lambda_1}{d}, \dots$$

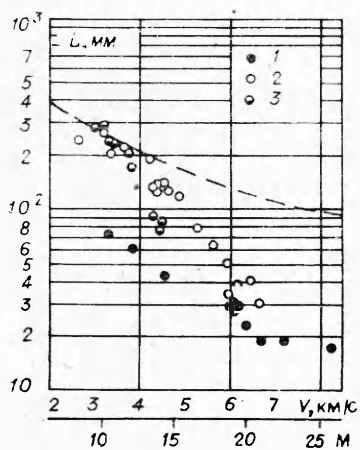
(2)

$$\sum_i r_{i0}(\lambda_n) N'_{i0} + \sum_j r_j(\lambda_n) N_j - r_e(\lambda_n) N_e = (k_1 + \delta_1) \frac{\lambda_n}{d},$$

где $r_{i0}(\lambda)$, $r_j(\lambda)$, $r_e(\lambda)$ — соответственно рефракции нейтральных, ионных и электронных компонент в пересчете на одну нейтральную частицу, ион или электрон; N_{i0} , N'_{i0} — концентрации нейтральных частиц соот-



Фиг. 2



Ф и г. 3

ответственно до и после прихода ударной волны; N_j , N_e — концентрации ионов и электронов соответственно; k_1, \dots, k_n — порядки интерференции, взятые с учетом сдвига, обусловленного неидентичностью плеч интерферометра; $\delta_1, \dots, \delta_n$ — сдвиги полос, обусловленные приходом ударной волны; d — расстояние между окнами смотровой секции.

При написании системы уравнений (2) полагаем, что вклад в рефракцию возбужденных частиц слабо отличается (в пересчете на одну частицу от вклада соответствующих частиц в невозбужденном состоянии. При $M \approx 10$ смещения полос вдоль всей ударно-нагретой области практически не происходит, следовательно, сдвигом полос, обусловленным влиянием пограничного слоя,

можно пренебречь. При более высоких числах Маха величина пограничного слоя, согласно [3], уменьшается, поэтому его влияние на смещение при написании системы уравнений (2) не учитывается.

Вычитая почленно из первого уравнения системы (2) первое уравнение системы (1), из второго уравнения системы (2) второе уравнение системы (1) и т. д., получим

$$(3) \quad \sum_i r_{i0}(\lambda_1) \Delta N_{i0} + \sum_j r_j(\lambda_1) N_j - r_e(\lambda_1) N_e = \delta_1 \frac{\lambda_1}{d}; \dots$$

$$\sum_i r_{i0}(\lambda_n) \Delta N_{i0} + \sum_j r_j(\lambda_n) N_j - r_e(\lambda_n) N_e = \delta_n \frac{\lambda_n}{d}.$$

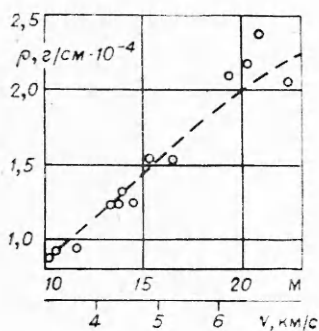
Эта система уравнений позволяет найти N_{i0} , N_j , N_e , если известны $r_{i0}(\lambda)$, $r_j(\lambda)$ и $r_e(\lambda)$, а $\delta_1, \dots, \delta_n$ заданы. Для аргона в случае однократной его ионизации, когда число ионов аргона равно числу электронов, из (3) следует

$$(4) \quad r_0(\lambda_1) \Delta N_0 + [r_+(\lambda_1) - r_e(\lambda_1)] N_e = \delta_1 \lambda_1 / d;$$

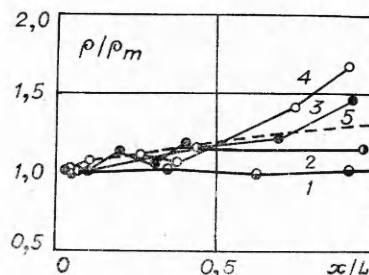
$$r_0(\lambda_2) \Delta N_0 + [r_+(\lambda_2) - r_e(\lambda_2)] N_e = \delta_2 \lambda_2 / d.$$

Здесь индексы 0 и + означают соответственно атом и ион аргона. Согласно [10, 11], $r_0(\lambda) = A(1 + B/\lambda^2)$, причем $A = 1,04 \cdot 10^{-23}$, $B = 5,6 \cdot 10^{-3}$, $r_e = e^2 \lambda^2 / 2\pi m c^2$. Для ионной компоненты можно принять $r_+(\lambda) = 0,69 \times r_0(\lambda)$. Последнее соотношение было найдено в работе [11] и подтверждено в [12]. Указанные константы и уравнения (4) использовались для определения концентраций атомов и ионов. Зная эти величины, можно найти плотность. Погрешность определения плотности этим способом не превышала 30%.

Сдвиг полос находился следующим образом. Сначала регистрировалась интерференционная картина относительно слабых ударных волн таких, что сдвиг полос заведомо не превышал расстояния между полосами. Затем скорость ударных волн постепенно увеличивалась, что позволяло следить за постепенным изменением сдвига полос и тем самым определять δ . Для определения плотности использовались целочисленные и полуцелочисленные значения δ , так как определение их местоположения в шкале длин волн можно произвести с наибольшей точностью.



Фиг. 4



Фиг. 5

Значения плотности за падающей волной, распространяющейся в аргоне при начальном давлении 10 мм рт. ст., определенные изложенным способом, даны кружками на фиг. 4, штриховая кривая — расчет, согласно [13, 14]. Экспериментальные значения относятся к моменту времени, непосредственно следующему за зоной релаксации. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных позволяет сделать вывод о том, что реальные значения плотности аргона непосредственно за ударной волной при $M < 24$ в пределах ошибок измерения совпадают с вычисленными по законам сохранения в форме Рэнкина — Гюнио.

Представлялось целесообразным с помощью этой методики проследить за ходом плотности во всей ударно-нагретой области. На фиг. 5. приведены зависимости плотности от расстояния от фронта ударной волны в аргоне при начальном давлении 10 мм рт. ст. для следующих чисел Маха: 1 — $M = 10,0$; 2 — $M = 13,4$; 3 — $M = 16,5$; 4 — $M = 20,3$; кривая 5, согласно [16], для $M = 17$. По оси ординат отложено отношение плотности в данном сечении ударно-нагретой области к минимальному значению плотности в этой области; по оси абсцисс — отношение расстояния от переднего фронта ударной волны к длине во всей ударно-нагретой области при данном числе Маха, взятой согласно экспериментальным данным фиг. 3. Область зоны релаксации исключалась из рассмотрения. Как видно из фиг. 5, при числах Маха до 13,5 плотность по всей ударно-нагретой области практически остается постоянной и может быть вычислена с помощью законов сохранения на ударном разрыве. Для чисел $M > 16$ аналогичное утверждение может быть сделано только в отношении первой половины ударно-нагретой области. Далее увеличение плотности становится весьма существенным, выходит за пределы ошибок измерения и достигает 70%.

Расчеты, проведенные в [15] для случая совершенного одноатомного газа, приводят даже при $M = \infty$ к увеличению плотности всего около 10%, причем это увеличение происходит в основном вначале, на расстоянии около одной пятой части ударно-нагретой области. Изменения плотности, наблюдавшиеся в эксперименте, как следует из фиг. 5, значительно больше и не могут быть объяснены только влиянием пограничного слоя. Серьезную роль в рассматриваемом случае может играть охлаждение излучением, поэтому целесообразно сравнивать экспериментальные данные с расчетами [16, 17], где этот эффект учитывался. В [16] учет излучения проведен более корректно, поскольку здесь в отличие от [17] учитывалось линейчатое излучение. На фиг. 5 проводится сравнение с результатами работы [16]. Отметим, что в [16] приведено распределение температуры, рассчитанное в предположении постоянства давления за фронтом

ударной волны. Используя это предположение, можно перейти от распределения температуры к распределению плотности. Кривая 5 на фиг. 5 получена путем такого пересчета для $M = 17$. Сравнение этой кривой с кривой 3, полученной для близких условий, свидетельствует об удовлетворительном согласии экспериментальных и расчетных данных. Аналогичный вывод был сделан при сравнении кривой 2 с расчетом, проведенным в [16] для $M = 13$. Исходя из этого сопоставления, можно сделать вывод, что возрастание плотности вдоль ударно-нагретой области в аргоне при $M = 10$ связано прежде всего с охлаждением за счет излучения.

Поступила 21 VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Войтенко А. Е. Получение газовых струй большой скорости.— «Докл. АН СССР», 1964, т. 158, № 6, с. 1278.
2. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г., Набоко И. М., Немков Р. Г., Лобастов Ю. С., Предводителева О. А. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1968.
3. Майерле Г. Ограничение времени работы ударной трубы из-за турбулентного пограничного слоя на стенке.— «Ракетн. техн. и космонавтика», 1964, т. 2, № 1, с. 114.
4. Mirels H. Test time for low-pressure shock tubes.— «Phys. Fluids», 1963, vol. 6, N 9, p. 1201.
5. Коньков А. А., Рязин А. П., Соколов А. И. Двухдиафрагменная труба для получения плотной термической плазмы.— «Теплофизика высоких температур», 1974, т. 12, № 4, с. 806.
6. Рождественский Д. С. Работы по аномальной дисперсии в парах металлов. М., Изд-во АН СССР, 1951.
7. Зайцев С. Г., Лазарева Е. В., Чеботарева Е. И. Исследование ионизованного аргона за ударной волной интерференционным методом.— «Магнитная гидродинамика», 1967, № 3, с. 86.
8. Коньков А. А., Рязин А. П., Руднев В. С. Определение температуры за отраженной ударной волной в воздухе в диапазоне чисел Маха 10—30.— «J. Quantit. Spectroscopy and Radiat. Transfer», 1967, vol. 7, N 2, p. 339.
9. Rose P. H., Stark W. I. Stagnation point heat-transfer, measurements in dissociated air.— «J. Aero. Sci.», 1958, vol. 25, N 2, p. 86.
10. Аллен К. У. Астрофизические величины. М., ИЛ, 1960.
11. Альфер Р., Уайт Д. Оптическая интерферометрия.— В кн.: Диагностика плазмы. М., «Мир», 1967.
12. Bristow M. P., Glass L. L. Polarizability of singly ionized argon.— «Phys. Fluids», 1972, vol. 15, N 11, p. 2066.
13. Козлов Г. И., Ступицкий Е. Л. Расчет состояния аргона за падающей ударной волной в диапазоне чисел Маха 20—50 с учетом возбуждения многократной ионизации и кулоновского взаимодействия.— ПМТФ, 1968, № 3, с. 94.
14. Реслер Е., Лин Ш.-Ч., Кантровиц А. Получение газов высокой температуры в ударных трубах.— В кн.: Ударные трубы. М., ИЛ, 1962.
15. Mirels H. Flow nonuniformity in shock tubes operating at maximum test.— «Phys. Fluids», 1966, vol. 9, N 10, p. 1907.
16. Севастьяненко В. Г., Якубов И. Т. Радиационное охлаждение газа, нагретого сильной ударной волной.— «Оптика и спектроскопия», 1964, т. 26, вып. 1, с. 3.
17. McChesney M., Al-Attar Z. Continuum radiation losses in shock heated argon.— «J. Quantit. Spectroscopy and Radiat. Transfer.», 1965, vol. 5, N 4, p. 533.