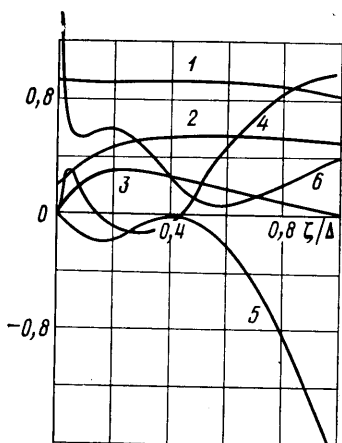


при котором менялись с шагом 0,1 оба параметра Ω , Ω_1 , причем $0 \leq \Omega \leq 0,6$, $1 \leq \Omega_1 \leq 1,6$ (зависимость Ω_1 от Ω — прямая 4 на фиг. 2).

На интервале I ($0 \leq \Omega \leq 0,6$ при $\Omega_1 = 0$ (а), либо $0 \leq \Omega \leq 0,3$ при $1 \leq \Omega_1 \leq 1,3$ (б)) горячие струйки тока, вошедшие в ударный слой, движутся по раскручивающимся спиралью. На интервале II ($0,7 \leq \Omega \leq 3,7$, $\Omega_1 = 0$) наблюдается фаза сжатия спиралью внутри ударного слоя и образование торообразной пристеночной зоны возвратного течения, обусловленной положительным градиентом давления $\partial p / \partial \xi$ около поверхности тела.

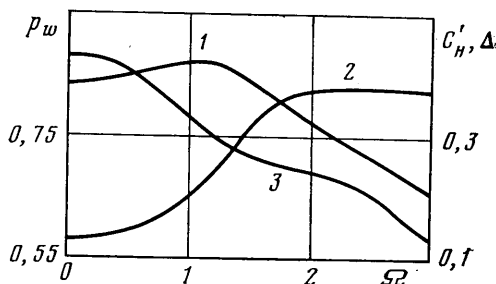
На интервале III ($3,8 \leq \Omega \leq 3,9$, либо $6,8 \leq \Omega \leq 9,1$ при $\Omega_1 = 0$) видно образование двух зон возвратных течений, исчезающих на интервале IV ($4 \leq \Omega \leq 6,7$, либо $9,2 \leq \Omega \leq 13,4$ при $\Omega_1 = 0$ (а), а также $0,4 \leq \Omega \leq 0,6$, $1,4 \leq \Omega_1 \leq 1,6$ (б)). В последнем случае сжатие спиральных струек тока происходит внутри ударного слоя, а около тела спираль линий тока снова раскручивается. Наличие вращения тела приводит к снижению интервалы снижения C_H при возрастании Ω_1 . Последующее увеличение C_H (штриховая кривая 3 на фиг. 2) можно объяснить смещением местоположения концентрации горячих струек тока к поверхности тела.

На фиг. 4 приведены характерные распределения величин p , h , $p_1^{\circ} = 0,1 p_1$, u , $v^{\circ} = 10 v$, w поперек ударного слоя при $\Omega = 0,4$; $\Omega_1 = 1,4$ (кривые 1-6 соответственно). Прослеживается зона возрастания положительного градиента давления вдоль тела $\partial p / \partial \xi = \xi p_1(\zeta)$ — кривая 3 (см. (2)), причем максимум $\partial p / \partial \xi$ расположен около тела. Составля-



Фиг. 4

ющая скорости $u = \xi u_0(\zeta)$ принимает отрицательные значения в некоторой части ударного слоя (кривая 4). Величина $p_0(\zeta)$ слабо меняется.



Фиг. 5

Изменение p_w , Δ , C_H от Ω при $\Omega_1 = 0$ (кривые 1-3), полученное на основе модели ВУС при $\partial p_0 / \partial \zeta = 0$, представлено на фиг. 5, где величина p_w приведена при значении $\xi^2/2 = 0,01$ (см. формулу (2)). Можно отметить резкое утолщение ударного слоя с ростом Ω и снижение теплового потока.

Автор благодарит В. Я. Нейланда и Ю. Д. Шевелева за полезные обсуждения результатов данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Марков А. А. Исследование стационарного течения вязкого газа в тонком трехмерном ударном слое. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 5, с. 115-126.
2. Марков А. А. Режимы течения вязкого газа в тонком трехмерном ударном слое около поверхности с малыми кривизнами. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 3, с. 161-164.
3. Smith R. Hypersonic swirling flow past blunt bodies. — Aeronaut. Quart., 1973, v. 24, p. 241-251.

Москва

Поступила в редакцию
22.I.1983

УДК 533.6.011.72

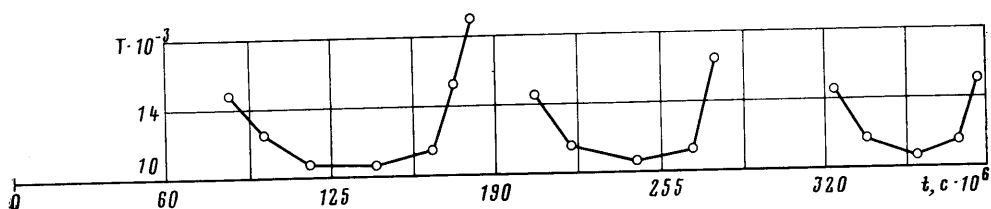
СХОДЯЩИЕСЯ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ИМПУЛЬСНОМ ИНДУКЦИОННОМ РАЗРЯДЕ

БАРОНЕЦ П. Н.

Сходящиеся ударные волны могут быть получены разными способами [1, 2], однако они не всегда бывают устойчивыми [3]. В настоящей работе экспериментально исследуются в инертных газах сходящиеся цилиндрические ударные волны,

полученные с помощью импульсного индукционного разряда. Исследовано взаимодействие ударных волн с газоразрядной плазмой. Описан эксперимент с прямоугольной разрядной камерой, в которой возникают сходящиеся ударные волны сложного сечения.

1. Экспериментальное исследование импульсного индукционного разряда в инертных газах проводилось по схеме, аналогичной [4].



Фиг. 1

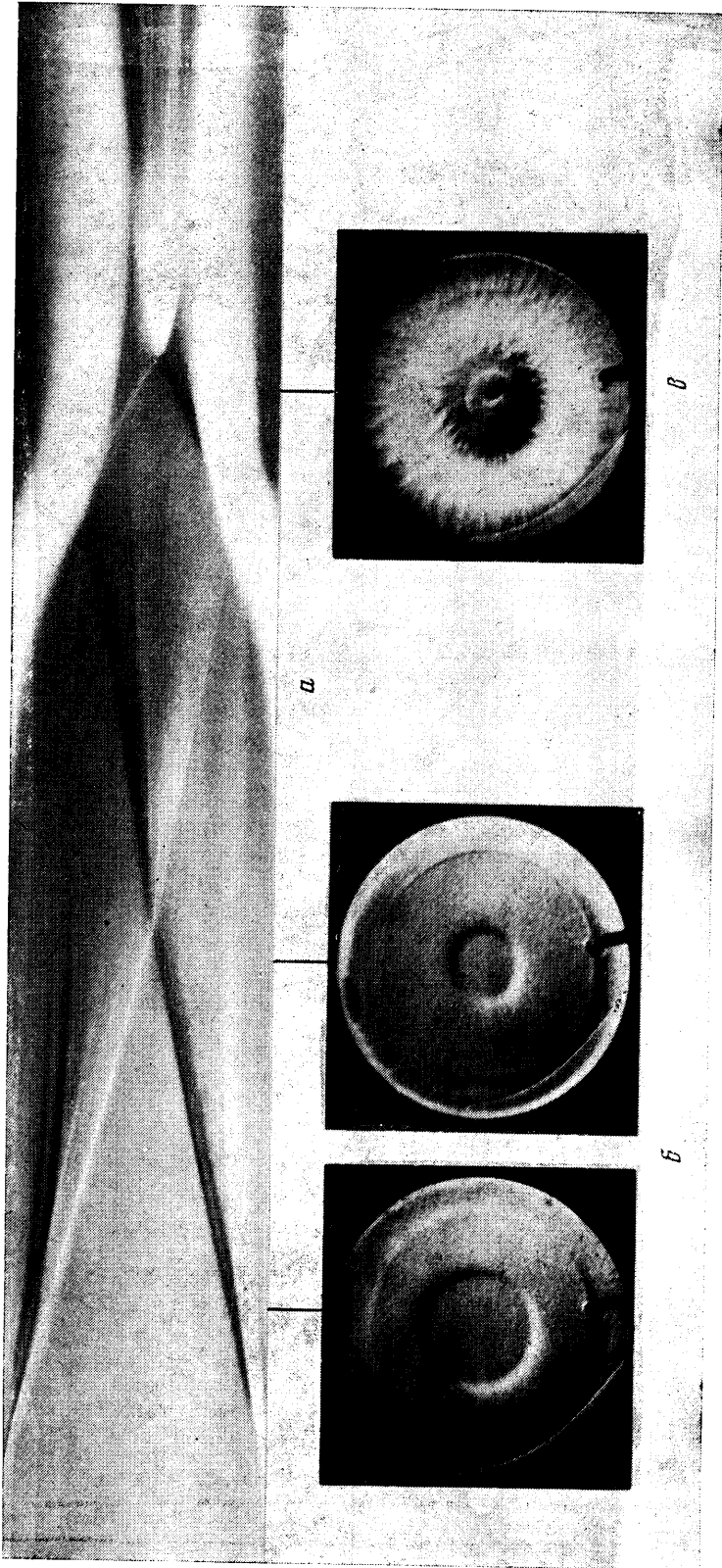
На фиг. 1 представлена теневая фоторазвертка развития разряда в аргоне при начальном напряжении заряда на конденсаторной батарее $U_0=25$ кВ, ее емкости $C_0=30$ мкф и исходном давлении в разрядной трубке $p_0=7,3$ мм рт. ст. Каждый из четырех пробоев газа, соответствующих четырем полупериодам колебаний тока в индукторе [4], сопровождается образованием сходящейся и расходящейся цилиндрических ударных волн. Ударная волна возникает в момент пробоя газа в пристеночной области трубки, а анализ динамики движения разряда [5] показывает, что его внутренний фронт в этом случае играет роль своеобразного цилиндрического плазменного поршня, толкающего ударную волну.

На фиг. 2, а в увеличенном масштабе дана фоторазвертка первого и второго пробоев газа в разрядной трубке. На фиг. 2, б для двух соответствующих сечений фоторазвертки показаны покадровые теневые фотографии первой сходящейся цилиндрической ударной волны. Волна имеет правильную цилиндрическую форму и сохраняет ее до момента схлопывания. Средняя скорость V_s , которую развивает ударная волна, проходящая расстояние от момента отрыва от разрядного фронта до схлопывания, равна 2 км/с, что соответствует числу Маха $M \approx 6$. Во время второго, более мощного пробоя [4] возникает также устойчивая по форме сходящаяся цилиндрическая волна (фиг. 2, в), двигающаяся со скоростью $V_s \approx 5,5$ км/с, причем внутренний фронт разряда в этот момент в отличие от «гладкого» фронта ударной волны имеет весьма изрывленную форму.

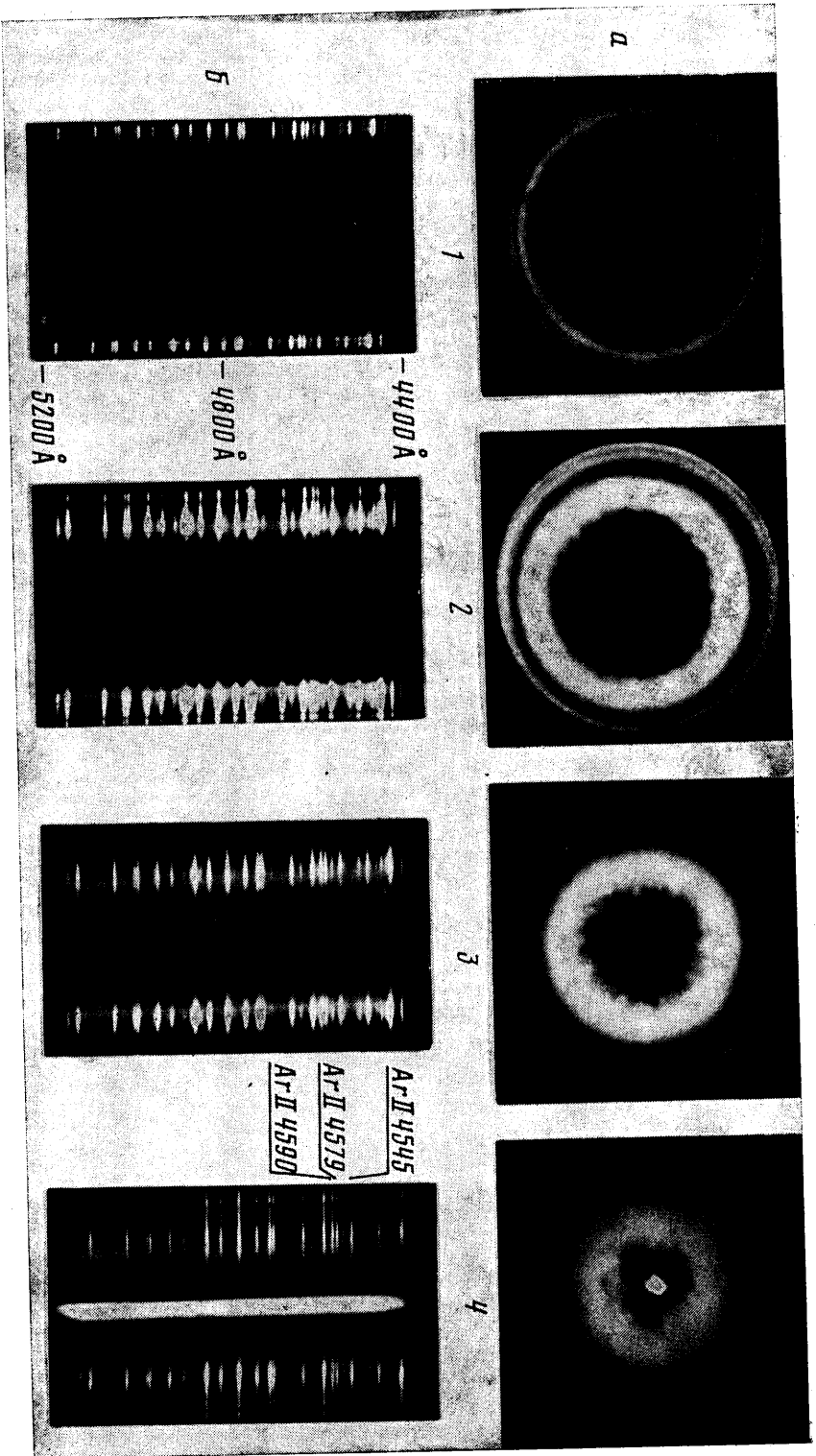
2. Использование скоростного киноспектрографа позволило получить спектр плазмы импульсного индукционного разряда и оценить ее температуру. С помощью спектральной насадки с дифракционной решеткой фотографировался спектр излучения плазмы в диапазоне длин волн от 4400 до 5200 Å с линейной дисперсией 75 Å/мм. Скорость съемки составляла величину $\sim 2 \cdot 10^5$ кадр/с, что позволило провести регистрацию с временным разрешением ~ 5 мкс.

На фиг. 3 представлены покадровая киносъемка (фиг. 3, а) и соответствующее ей покадровое киноспектрографирование разряда (фиг. 3, б). Образовавшееся в момент пробоя у стенки трубки (в зоне максимальной напряженности вихревого электрического поля) тонкое плазменное кольцо видно на кинокадре 1 (фиг. 3, а-1), а на соответствующей этому моменту времени спектрограмме (фиг. 3, б-1) зарегистрированы две «дорожки» спектра, которые получаются вследствие того, что входная щель спектральной насадки ориентирована диаметрально торцевой области разрядной трубки и вырезает два диаметрально противоположных участка излучающего плазменного кольца. На втором кинокадре (фиг. 3, а-2) заметно «разбухание» разряда, и на спектрограмме (фиг. 3, б-2) это проявляется в виде увеличения ширины спектральных дорожек.

В дальнейшем, в процессе нарастания тока в индукторе вследствие тета-пинч-эффекта происходит сжатие плазменного кольца к оси разрядной трубки (кинокадр 3). Начиная с момента времени, соответствующего кинокадру 4, величина электрического поля заметно снижается, что приводит к общему уменьшению энерговклада в разряд и, следовательно, к уменьшению интенсивности излучения плазмы. К этому времени сходящаяся цилиндрическая ударная волна схлопывается в центре разрядной трубки. Температура за ее отраженным фронтом резко возрастает, и на спектрограмме (фиг. 3, б-4) зона кумуляции (плазменный сгусток на



Фиг. 2



оси трубки) проявляется в виде дорожки непрерывного спектра значительной интенсивности.

Анализ спектрограмм показывает, что аргоновая газоразрядная плазма имеет линейчатый спектр с присутствием в основном линий однократно ионизованного аргона. На фиг. 1 для трех следующих друг за другом пробоев приведены результаты измерений температуры методом относительных интенсивностей линий иона $AgII$ 4545,1; 4579,4; 4589,9 А. Ошибка измерений была не более 30%. В начальный момент каждого пробоя температура имеет величину $\sim 14\ 000$ К и далее снижается вследствие убывания энерговклада в разряд, происходящего из-за уменьшения напряженности электрического поля. Последующее повышение температуры в плазме, уже отжатой от стенки трубки вследствие проявления пинч-эффекта, вызвано прохождением через нее расходящейся ударной волны.

Так как скорость волны обратно пропорциональна корню квадратному из начальной плотности газа в разрядной трубке, то нагревание ею плазмы более всего проявляется при низких давлениях и, например, при $p_0=7,3$ мм рт. ст. превышает $18\ 000$ К (фиг. 1, второй пробой). Действительно, в системе координат, связанной с волной, значительная часть кинетической энергии газа, набегающего на скачок уплотнения, под действием процессов вязкости необратимо переходит в тепло. Повышение ионной температуры ΔT_i в скачке уплотнения по порядку величины равно $\Delta T_i \sim m_i V^2/k$, где m_i — масса иона, V — скорость набегающего потока, равная скорости фронта ударной волны, k — постоянная Больцмана. Средняя скорость отраженной ударной волны в разряде при исходном давлении $p_0=7,3$ мм рт. ст., начальном напряжении на конденсаторной батарее $U_0=25$ кВ и ее емкости $C_0=30$ мкФ составляет величину $V \approx 3$ км/с, что соответствует приросту температуры ионов $\Delta T_i \sim 10^4$ К. Заметим, что электронная температура в газоразрядной плазме после прохождения ударной волны оценивалась по непрерывному спектру излучения и оказалась $\sim 18\ 000$ К.

3. Траектории сходящихся ударных волн теоретически исследовались в работах [6, 7]. В [6] рассмотрена задача о движении цилиндрических и сферических волн, сходящихся соответственно к некоторой оси или точке. Текущий радиус r ударной волны представлялся в виде: $r=A_\alpha(-t)^\alpha$, где $A_\alpha=\text{const}$, t — время. Для случая сильных ударных волн для воздуха было найдено $\alpha=0,834$.

Впервые экспериментально сходящиеся цилиндрические ударные волны были получены в [8], а первая попытка измерения показателя α была предпринята в [3]. Следует отметить наличие сравнительно небольшого количества экспериментальных работ, посвященных исследованиям такого рода, что объясняется прежде всего трудностью получения устойчивых сходящихся цилиндрических ударных волн в широком диапазоне скоростей. Наконец, в [9] современными экспериментальными методами проведено измерение постоянной α , значение которой с достаточной степенью точности совпало с предсказываемой в [6, 7] величиной.

Здесь приводятся результаты экспериментов по измерению постоянной α для волн, двигающихся с различными скоростями в одноатомных газах аргоне и ксеноне. Траектории их распространения регистрировались либо в виде теневых следов фронта волны, либо в виде излучения ионизованного газа за этим фронтом.

Движение ударной волны представлялось в безразмерных координатах ξ и τ [9]

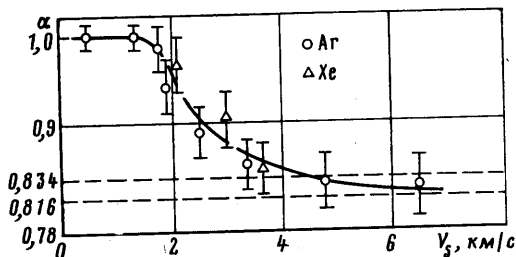
$$\xi = 1 - A(-\tau)^\alpha, \quad \tau = \frac{C_s t}{r_0}, \quad \xi = \frac{r_0 - r}{r_0}$$

где t — время (за $t=0$ принят момент схлопывания ударной волны), C_s — скорость звука в невозмущенной среде, r_0 — начальный радиус фронта цилиндрической ударной волны в момент отделения ее от плазменного поршня, r — радиус этого фронта в некоторый произвольный момент времени. По фоторазвертке траектории движения ударной волны для разных значений τ измерялась величина безразмерного радиуса ξ и после нанесения результатов измерений на координатную плоскость $\lg(-\tau)$, $\lg(\xi-1)$ определялись величины A и α .

В работе [7] дано аналитическое выражение для α , согласно которому для цилиндрической сходящейся волны в одноатомном газе $\alpha=0,816$. Это значение α определяется без учета диссипативных процессов, имеющих место в реальном газе. Поэтому потеря энергии, например, вследствие теплопроводности за фронтом волны уменьшает кривизну ее траектории или, что то же самое, увеличивает α . С возрастанием скорости волны доля диссипирующей энергии уменьшается, вследствие чего кривизна траектории увеличивается. На фиг. 4 приведены результаты измерения постоянной α для ударных волн, двигающихся с различными скоростями в аргоне и ксеноне. Следует отметить, что при скоростях волн меньших 2 км/с, их траектории совершенно линейны ($\alpha=1$).

Представляет интерес оценка температуры на фронте сходящейся ударной волны по ее скорости. Воспользовавшись известными соотношениями, для цилиндрической волны можно получить [9]

$$\frac{T_1}{T_0} = 2\gamma \frac{\gamma-1}{(\gamma+1)^2} A^2 \alpha^2 (-\tau)^{2(\alpha-1)}$$



Фиг. 4

где T_0 , T_1 — температура газа перед и за фронтом волны соответственно, γ — показатель адиабаты. При выводе этой формулы роль процесса ионизации газа не учитывалась. Однако при температурах порядка или больших 10 000 К влиянием этого процесса пренебречь уже нельзя. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Если предположить, что за фронтом ударной волны будет иметь место термодинамическое равновесие, то степень ионизации α_I можно определить по формуле [10]

$$\alpha_I = \left[2,54 \cdot 10^5 \frac{p}{T^{5/2}} \exp \left(\frac{1,82 \cdot 10^5}{T} \right) + 1 \right]^{-1/2}$$

где p — давление, атм, T — температура, К. Тогда, зная для каждого момента t скорость ударной волны $V = A\alpha(-t)^{\alpha-1}C_s$, из уравнений Ренкина — Гюгонно можно определить давление, температуру, плотность и т. д. на ее фронте. При расчетах для разряда в аргоне с параметрами $U_0 = 25$ кВ, $C_0 = 30$ мкф, $p_0 = 7,3$ мм рт. ст. предполагалось, что перед фронтом ударной волны газ имеет температуру $T_0 = 300$ К. Для второй ударной волны при этих условиях постоянная $A = 9,39$, степень кривизны траектории $\alpha = 0,83$, начальный радиус формирования волны $r_0 = 1,25$ см. При расчетах не учитывалось возбуждение электронных уровней иона и нейтрального атома, которые могут дать добавку к энthalпии не более 1,7% при температурах ~ 16 000 К. Отметим также, что рассматриваемой второй ударной волне предшествовала слабая первая волна, которая могла изменить значения температуры T_0 и давления p_0 . Однако, как показали расчеты с учетом ионизации, изменение T_0 и p_0 на порядок величины приводит к изменению температуры на фронте скачка не более чем на 15%.

В зависимости от скорости V второй сходящейся ударной волны ниже приведены результаты расчета температуры на ее фронте, полученные с учетом влияния ионизации T_α и в пренебрежении ролью этого процесса T_1

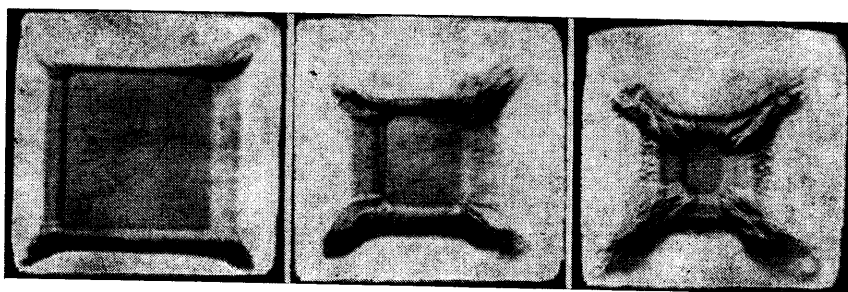
t , с	$0,2 \cdot 10^{-6}$	$0,4 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$
V , км/с	6,2	5,3	4,7	4,3	4,1	3,9
T_1 , К	40 000	25 000	19 500	17 000	15 000	14 000
T_α , К	14 500	13 300	12 200	11 700	11 400	11 000

Ионизация приводит к заметному уменьшению температуры, которая к моменту схлопывания ($V = 6,2$ км/с) не превышает 14 500 К. Заметим, что по результатам измерений [4] температура плазменного сгустка на оси разрядной трубки оценивается величиной ~ 15 000 К.

4. С помощью импульсного индукционного разряда возможно получение устойчивых сходящихся ударных волн не только цилиндрических, но и более сложных форм. Об этом свидетельствует эксперимент с разрядом в ксеноне с использованием прямоугольной разрядной камеры, сечение которой представляло собой квадрат с внутренней стороной 5 см. Снаружи такая камера охватывалась плоским медным витком также квадратного сечения.

В момент пробы возникает ударная волна правильной квадратной формы. В процессе своего движения к оси разрядной камеры форма волны претерпевает некоторые изменения, которые выражаются в появлении плоско срезанных вершин квадрата. К моменту схлопывания формируется довольно правильный выпуклый восьмиугольник с плоскими гранями (Фиг. 5).

В условиях этого эксперимента плоский фронт волны двигался с числом Маха $M \approx 4$, что соответствовало ее интенсивности $I = p_0/p_1 = 0,05$. Как следует из теории отражения ударных волн [11], при углах наклона волны к отражающей поверхности больше некоторого β^* возникает маховское отражение, а при $\beta < \beta^*$ будет иметь место регулярное отражение. Величина β^* при значительной интенсивности



Фиг. 5

ударной волны ($I < 0,1$) может быть определена по формуле

$$\beta^* \approx \arcsin \frac{1}{\gamma} = 37^\circ$$

В эксперименте с квадратной разрядной камерой диагональ квадрата следует рассматривать как твердую стенку, на которую под углом 45° падает плоская ударная волна. Поэтому образование срезов в вершинах углов квадрата объясняется наличием в данном случае маховского пересечения, причем сами плоские срезы являются ничем иным, как волнами Маха, а вершины углов образовавшегося многоугольника будут тройными точками, из которых видны отходящие отраженные ударные волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Glass J. J., Chan S. K., Brode H. L. Strong planar shock waves generated by explosively-driven spherical implosions.— AJAA Journal, 1974, v. 12, № 3, p. 367–374.
2. Бу Дж. Х. Т., Нумех Р. А., Островский П. П. Экспериментальное исследование образования сходящихся цилиндрических ударных волн.— Ракетная техника и космонавтика, 1980, т. 18, № 3, с. 55–57.
3. Dennen R. S., Wilson L. N. Electrical generation of imploding shock waves.— Exploding Wires. New York, 1962, v. 2, p. 145–157.
4. Баронец П. Н., Сапрыкин А. И., Якушин М. И. Образование и распространение цилиндрических ударных волн в импульсном индукционном разряде.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 1, с. 129–133.
5. Баронец П. Н. Цилиндрические ударные волны в импульсном индукционном разряде. Препринт ИПМ АН СССР № 212, 1983, 27 с.
6. Guderley G. Starke Kugelige und zylindrische Verdichtungsstöße in der Nähe des Kugelmittelpunktes bzw. der Zylinderachse.— Luftfahrtforschung, 1942, B. 19, H. 9, S. 302–312.
7. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.
8. Perry R. W., Kantrowitz A. The production and stability of converging shock waves.— J. Appl. Phys., 1951, v. 22, № 7, p. 878–886.
9. Matsuo H., Nakamura Y. Cylindrically converging blast waves in air.— J. Appl. Phys., 1981, v. 52, № 7, p. 4503–4507.
10. Реслер Е., Лин Ш-Ч., Кантровиц А. Получение газов высокой температуры в ударных трубах.— В кн.: Ударные трубы. М.: Изд-во иностр. лит., 1962, с. 218–237.
11. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977. 274 с.

Москва

Поступила в редакцию
1.VII.1983

УДК 533.697

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ВДУВЕ

ВОЛКОВ В. А., ЗУЕВ А. П., ОСТРОУХОВ Н. Н., ТКАЧЕНКО Б. К.

Исследуется течение, формирующееся в сверхзвуковом сопле при струйном поперечном вдуве газа в расширяющийся сверхзвуковой поток. Проведены измерения полного и статического давлений потока в нескольких сечениях сопла. Установлено, что в зависимости от относительного расхода вдуваемого газа, $\alpha = \dot{m}_j / (\dot{m}_j + \dot{m}_0)$