

О ГИПЕРЗВУКОВОМ СФЕРИЧЕСКОМ РАСШИРЕНИИ ГАЗА  
СО СТАЦИОНАРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

А. А. Бочкарев, А. К. Ребров, С. Ф. Чекарев

(Новосибирск)

Представлены результаты экспериментального исследования структуры потока и ударной волны при гиперзвуковом сферическом расширении газа в область с конечным давлением с переходом от сверхзвукового течения к дозвуковому в ударной волне. Такое течение реализуется, если на некоторой сферической поверхности создать условия звукового или сверхзвукового течения при давлении, намного превышающем окружающее. В экспериментах газодинамическим источником служил полый шар с перфорированной оболочкой.

Показана возможность создания стационарной сферической ударной волны для истечения из сферического источника в область пониженного давления при большом перепаде давлений.

Исследовано влияние отношения давлений и их уровня на структуру потока со сферической ударной волной в азоте.

Показана существенная зависимость параметров потока перед ударной волной от возмущений, проникающих из окружающего пространства через ударную волну.

Проведенное исследование структуры потока бинарной смеси показало наличие существенного бародиффузионного разделения компонент.

Обозначения:  $n'$  — объемная плотность частиц,  $p$  — давление,  $r$  — радиальное расстояние от центра источника,  $M$  — число Маха,  $k$  — показатель адиабаты,  $f$  — мольная доля тяжелой компоненты в бинарной смеси газов,  $a$  — скорость звука,  $\rho$  — плотность,  $\eta$  — динамическая вязкость,  $n = n' / n_0'$  — относительная плотность.

Индексы обозначают условия: \* — в критическом сечении, 0 — торможения,  $\infty$  — в окружающем пространстве,  $s$  — на ударной волне,  $k$  — в вакуумной камере.

Задача о стационарном истечении идеального газа из сферического источника, как известно, имеет два непрерывных решения: сверхзвуковое, с монотонным понижением давления до 0 при  $r \rightarrow \infty$ , и дозвуковое, с монотонным повышением давления от  $p_*$  до  $[1/2 (k+1)]^{k/(k-1)} p_*$  на бесконечности. Им удовлетворяет соотношение

$$\left(\frac{r}{r_*}\right)^2 = \frac{1}{M} \left(\frac{k-1}{k+1} M^2 + \frac{2}{k+1}\right)^{1/2(k+1)} \Gamma^{(k-1)} \quad (1)$$

Следовательно, решение в рамках теории идеального газа для истечения в пространство с конечным давлением

$$p_\infty < p_* = [(k+1)/2]^{k/(1-k)} p_0'$$

должно быть разрывным с переходом через ударную волну от сверхзвуковой ветви источника к дозвуковой ветви нового источника, положение которого определяется величиной  $p_0' / p_\infty$  и радиусом сферы звукового течения  $r_*$ .

Число  $M_1$  перед ударной волной (а следовательно, и положение ударной волны согласно уравнению (1)) определяется выражением

$$\frac{p_\infty}{p_0'} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \left(\frac{2}{k-1}\right)^{\frac{1}{k-1}}, \quad M_1^{\frac{2k}{k-1}} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{k}{1-k}} \left(\frac{2k}{k-1} M_1^2 - 1\right)^{\frac{1}{1-k}} \quad (2)$$

Практически описываемое течение можно реализовать при расширении газа через перфорированную или пористую поверхность в область с пониженным давлением. Возможно, что при интенсивном испарении со сферической поверхности в вакуум также будут создаваться условия сверхзвукового течения.

В описываемых исследованиях использовалась перфорированная сферическая оболочка — теннисный шарик диаметром 36 мм, в котором было просверлено 133 равномерно расположенных отверстия диаметром 0,85 мм.

Эксперименты проведены в аэродинамической трубе низкой плотности, имеющей производительность 50 000 л/сек при давлении  $1 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст.

Газодинамический источник (теннисный шарик) помещался в рабочей камере диаметром 1600 мм. Целью предварительных экспериментов была проверка возможности получения сферической ударной волны для таких условий, когда в вакуумной камере давление меняется от нескольких микрон до нескольких десятков микрон, а давление внутри сферы — несколько десятков мм рт. ст. Поэтому в первых экспериментах проводилась лишь визуализация течения тлеющим разрядом. Катодом служил медный трубопровод для подвода газа к сфере, а анодом — оболочка камеры.

В разряде с напряжением 2,5 кВ и током 5 мА повышенной яркостью обладала зона, прилегающая к поверхности сферы и вдали от нее — сферический слой, соответствующий повышению плотности в ударной волне.

Течение вблизи поверхности источника можно представить как истечение из отверстия при большом перепаде давлений в спутный сверхзвуковой поток соседних струй. Столкновение сверхзвуковых потоков и их смешение может обусловить неизентропичность расширения, что приводит к потерям полного давления и уменьшению числа Маха. Для исследований сферической ударной волны необходимо, чтобы зона смешения была локализована у поверхности источника.

Качественное исследование сферического расширения предшествовало количественному изучению структуры потока и структуры ударной волны, основанному на использовании электроннолучевой диагностики для измерения плотности.

Схема экспериментального участка представлена на фиг. 1. Перфорированная сфера 1 устанавливалась на координатнике на двух трубках 2 и 3 — магистралях для подачи рабочего газа и измерения давления в полости сферы (4 — электронная пушка, 5 — коллектор электронов, 6 — условное изображение ударной волны).

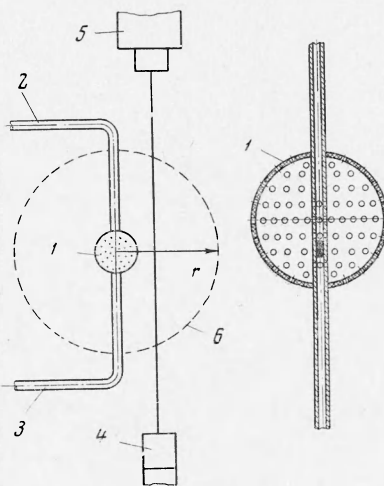
Электронный пучок, генерируемый пушкой 4, пронизывал всю исследуемую область потока. Механизированное перемещение координатника позволяло сканировать электронным пучком полупространство по одну сторону источника. Излучение, возбужденное электронным пучком, фокусировалось на щель монохроматора ИСП-51, оборудованного фоторегистрирующей аппаратурой (ФЭУ-27, самописец ЭППВ-60). Из светящегося столба в газе выделялся участок высотой 1,6 мм; при напряжениях 10 кВ и токах  $1 \rightarrow 3$  мА диаметр пучка не превышал 1,5 мм. Благодаря этому обеспечивалось локальное измерение.

Эксперименты проводились на азоте, гелии, аргоне и смесях гелия с аргонем. Для измерений плотности на гелии использовался участок спектра  $5016 \pm 10$  Å, на аргоне  $4200 \pm 50$  Å, на азоте  $4278 \pm 16$  Å.

Предварительная тарировка для измерения плотности проведена в статических условиях при температуре 300° К в диапазоне 7—45 мм рт. ст.; зависимость сигнала от давления для всех газов линейна.

Целью измерений явилось изучение положения ударной волны, интенсивности изменения плотности на ней, влияния различных параметров на изменение плотности на сверхзвуковом участке.

О влиянии перепада давлений на структуру потока можно судить по фиг. 2, где показаны радиальные профили плотности при расширении азота  $n = n' / n_0'$  — плотность молекул в измеряемой точке, отнесенная к плотности молекул в источнике; давление внутри сферы  $p_0$  сохраняется постоянным, на уровне 17 мм рт. ст., а окружающее давление  $p_k$  изменяется в пределах 5,9—74 мм рт. ст.; кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6 — соответственно для  $p_k = 0,0735, 0,0368, 0,0264, 0,0199, 0,0096, 0,0059$  мм рт. ст., кривая



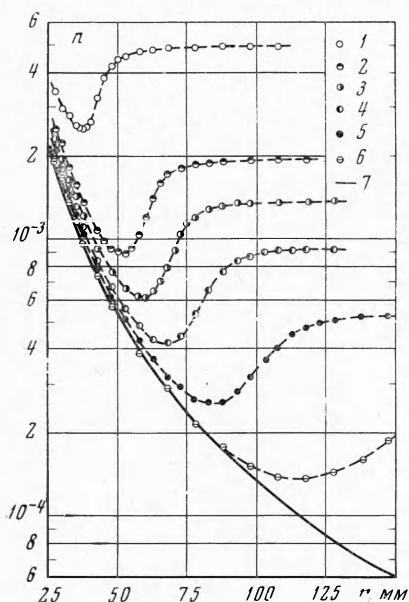
Фиг. 1

7 — изоэнтропический расчет. При этом  $p_0/p_k$  меняется от 2900 до 231. Если принять за положение ударной волны точку перегиба на кривой плотности, то указанному выше изменению  $p_0/p_k$  соответствует уменьшение диаметра ударной волны от 285 до 85 мм. При этом фронт ударной волны становится круче.

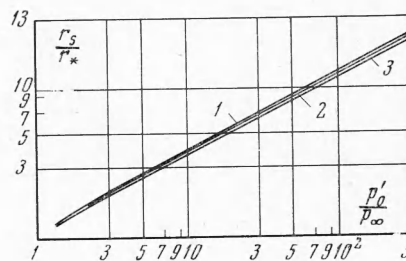
Отношение плотностей, определенное по их значениям за ударной волной и в минимуме плотности, при уменьшении  $p_0/p_k$  сначала несколько возрастает, затем падает. Значение его на всех режимах близко к двум. Геометрические числа Маха в зоне наблюдения перед ударной волной больше шести, при этом отношение плотностей (в случае бесконечно тонкой ударной волны) должно быть близко к своему предельному значению  $(k+1)/(k-1) = 6$ . Существенное отличие от этой величины найденного из эксперимента отношения плотностей объясняется взаимодействием двух факторов: сферичностью расширения в самой ударной волне и глубоким проникновением возмущений вверх по потоку. О последнем свидетельствует заметное повышение плотности

перед ударной волной при увеличении окружающего давления. Причем это возмущение распространяется вверх по потоку практически до источника.

Известно, что в гиперзвуковом разреженном потоке возможно отличие распределения скоростей молекул от максвелловского, проявляющееся в неізотропности длин свободного пробега молекул [1]. Длина свободного пробега молекул в таком неравновесном потоке в продольном направлении больше, чем в поперечном, что способствует проникновению возмущений со стороны ударной волны вверх по потоку.



Фиг. 2



Фиг. 3

Так как для данных условий зона ударной волны и зона смешения занимают радиальные размеры, сравнимые с размерами сверхзвукового потока, перепад параметров на ударной волне существенно отличается от того, что следует из расчета с использованием адиабаты Гюгонно и формул (1), (2).

Интересно сравнить положение ударной волны по расчетным данным с результатами эксперимента. В предельном случае при  $M \rightarrow \infty$  из соотношений (1), (2) для радиуса ударной волны  $r_s$  следует:

$$r_s/r_* \sim \sqrt{p'_0/p_\infty}$$

На фиг. 3 приведена зависимость  $r_s/r_*$  от  $p'_0/p_\infty$ . При  $M > 3$  приближенно

$$r_s/r_* \approx a \sqrt{p'_0/p_\infty} \quad (3)$$

Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям  $k=1.25, 1.4, 1.67$ , для которых  $a = 1.19, 1.27, 1.34$  соответственно. Из экспериментальных данных (фиг. 2) следует, что радиус ударной волны (определяемый по точке перегиба на

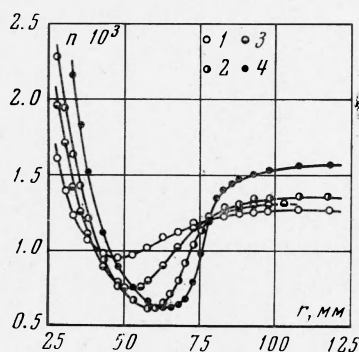
кривой для плотности)

$$r_s = 2.84 \sqrt{p_0 / p_k}, \text{ мм} \quad (4)$$

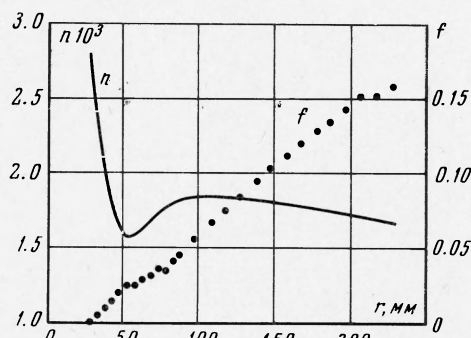
что соответствует величине радиуса сферы звукового течения  $r_* = 2.25 \text{ мм}$ .

На фиг. 2 приведена зависимость для плотности при изэнтропическом расширении от этой сферы.

Результаты исследования влияния разреженности на структуру потока приведены на фиг. 4, где кривым 4, 3, 2, 1 соответствуют параметры:  $p_0 = 34,5, 17,5, 8,45, 4,26 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $p_k = 0,0528, 0,0264, 0,0132, 0,0066 \text{ мм рт. ст.}$



Фиг. 4



Фиг. 5

При постоянном отношении давлений  $p_0 / p_k = 645$  изучалась структура потока в зависимости от уровня давлений. Анализ полученных зависимостей позволяет утверждать, что в диапазоне давлений  $p_k = 5.3 \cdot 10^{-2} \div 6.6 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$  происходит заметное смещение ударной волны. Кроме того, с повышением уровня давлений увеличивается относительная плотность в сверхзвуковой части потока, это можно объяснить уменьшением вязкостной диссипации в отверстиях источника в зоне смешения, что равнозначно увеличению радиуса фиктивной сферы звукового течения.

Отношение плотностей на ударной волне в исследованном диапазоне давлений меняется от 1.34 до 2.58.

Пересечение полученных кривых (на фиг. 4) в одной точке в зоне ударной волны может быть случайным фактом.

На фиг. 5 показаны результаты прямой проверки проникновения молекул из окружающего пространства в зону перед ударной волной. Эксперимент проводился следующим образом: одновременно с истечением гелия из перфорированной сферы в вакуумную камеру подавался азот. Давление в полости сферы было  $8.5 \text{ мм рт. ст.}$ , в окружающем пространстве —  $0.015 \text{ мм рт. ст.}$  Особенностью радиального изменения плотности в потоке гелия является понижение плотности за ударной волной.

Кривая изменения концентрации азота по радиусу свидетельствует о том, что молекулы азота для данных условий эксперимента проникают практически до поверхности газодинамического источника.

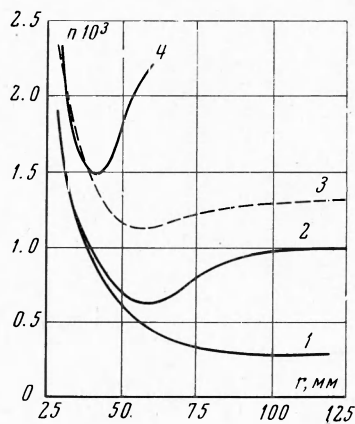
Зависимость концентрации азота по радиусу близка к линейной, за исключением перегибов в ударной волне.

Полученный результат имеет значение для оценки влияния условий в окружающем пространстве на структуру гиперзвуковых потоков разреженного газа в затопленном пространстве.

Исследование структуры потока бинарной смеси одноатомных газов проведено на аргоне и гелии. Предварительно были получены зависимости для распределения плотностей  $n$  отдельных газов. На фиг. 6 кривые 1, 2, 4 дают результаты измерения плотности  $n$  для случая расширения аргона при противодавлениях  $p_k = 0.00324, 0.0107,$

0.0243; при этом  $p_0 = 9.78$  мм рт. ст. Качественно картина такая же, как и для азота (фиг. 2). Отношение плотностей на ударной волне в исследованном диапазоне не превышает 1.6.

На этой же фигуре представлены результаты измерений в гелиевом потоке (кривая 3) при  $p_h = 0.0118$ ,  $p_0 = 8.84$  мм рт. ст. Сравнение отношения плотностей на ударной волне гелия и аргона при близких параметрах показывает, что в гелии интенсивность ударной волны заметно слабее, что объясняется большей разреженностью гелиевого потока при одинаковом давлении.



Фиг. 6

Из экспериментальных данных фиг. 6 следует, что для выбранного источника в исследованном диапазоне параметров радиус ударной волны для одноатомных газов подчиняется зависимости

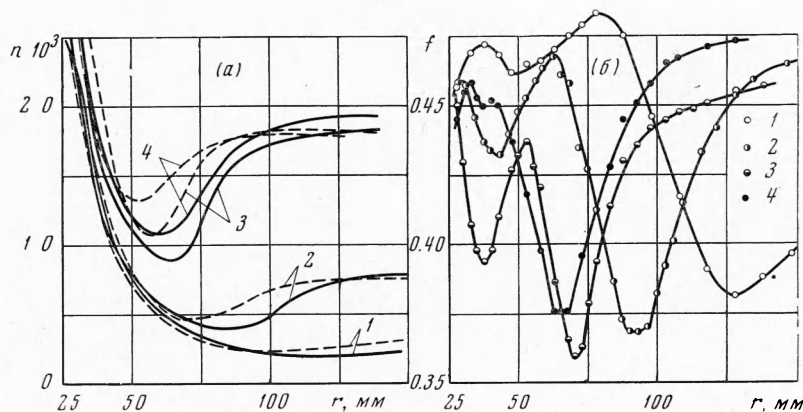
$$r_s = 2.46 \sqrt{p_0 / p_k} \quad (5)$$

что соответствует величине радиуса фиктивной сферы звукового течения  $r_* = 2.05$  мм.

На фиг. 7 приведены результаты измерений парциальной плотности компонент и зависимости мольной доли тяжелой компоненты  $f = \varphi(r)$  в потоке смеси аргона и гелия 45.5% Ar + 54.5% He с начальной концентрацией  $f_0 = 0.455$ . Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют  $p_0 = 30.1, 31.3, 31.3, 15.0$  мм рт. ст.,  $p_h = 0.0132, 0.0199, 0.0488, 0.0221$  мм рт. ст. На фиг. 7,а плотность атомов компоненты  $n$ , отнесенная к парциальной плотности компоненты в сфере (сплошная линия — аргон, прерывистая — гелий). На фиг. 7,б через  $f$  обозначена концентрация аргона

$$f = \frac{n'(\text{Ar})}{n'(\text{Ar}) + n'(\text{He})}$$

Здесь  $n'(\text{Ar})$  и  $n'(\text{He})$  — парциальные плотности атомов аргона и гелия, уровень начальной концентрации равен 0.455.



Фиг. 7

Характерной особенностью для всех режимов является наличие бародиффузионного эффекта разделения газов с различными молекулярными весами [2], проявляющееся в том, что а) зона ударной волны для смеси газов больше, чем для отдельных газов, б) в переднем фронте ударной волны наблюдается повышенная концентрация гелия; за волной концентрация выравнивается к исходной.

