

01;03

## Взаимодействие расширяющегося газового облака с перфорированным экраном

© А.В. Виноградов, В.А. Волков, В.Ю. Гидаспов, П.В. Розовский

Московский государственный авиационный институт,  
125871 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 29 сентября 1995 г. В окончательной редакции 18 марта 1996 г.)

Рассмотрено расширение облака газа высокого давления в вакуумной камере при наличии в ней фонового газа низкого давления. Численно моделировалось взаимодействие расширяющегося облака с фоновым газом и с перфорированным экраном, расположенным на пути потока. Изучено влияние проницаемости экрана на общую картину взаимодействия и параметры возникающего при этом течения.

В данной работе рассматривались нестационарные течения, возникающие в процессе расширения облака газа высокого давления в фоновом газе низкого давления. Именно такой случай реализуется в вакуумных камерах некоторых экспериментальных установок [1,2] вследствие недостаточно глубокого откачивания камеры. В соответствующих экспериментах облако газа высокого давления образовывалось либо в результате электрического взрыва фольги или тонкой проволоочки при пропускании через них сильного разрядного тока от батареи конденсаторов [1], либо в результате испарения исследуемого вещества при воздействии на него импульса излучения мощного лазера [2].

Главной целью исследований, проводимых на таких установках, является создание оптимальных условий для образования в расширяющемся облаке конденсационных кластеров и их последующего осаждения на специальные подложки или на стенки камеры. Однако, как показали исследования авторов [3–6], отраженная от стенки головная ударная волна, достигнув границы слоя сжатого фонового газа, распадается на преломленную и отраженную, после чего имеют место последующие многократные отражения вновь образующихся ударных волн от стенки и границы слоя сжатого фонового газа. Результатом является дополнительное адиабатическое сжатие и соответствующее повышение температуры этого слоя, что может привести к испарению кластеров, которые, прежде чем попасть на стенку или мишень, должны пересечь его. С точки зрения технологических приложений и постановки экспериментов важно иметь в распоряжении набор средств, позволяющих влиять на параметры нестационарного течения в установке, влияя тем самым на условия образования и выпадения кластеров. Одним из таких средств является перфорированный экран, который устанавливают на пути расширяющегося облака. Данная работа является естественным продолжением [3–5]. В ней с помощью численного моделирования изучается влияние проницаемости перфорированного экрана на общую картину и параметры рассматриваемого течения.

Рассматривались течения с плоской, цилиндрической или сферической симметрией, которые описывались нестационарными квазиодномерными уравнениями Эйлера.

Поле параметров в начальный момент времени задавалось следующим образом. Предполагалось, что облако испаренного вещества занимает область пространства  $0 < r < r_0$ , где  $r$  — обобщенная координата, равная расстоянию от рассматриваемой точки до плоскости, оси или центра симметрии. Весь остальной объем камеры полагался заполненным фоновым газом. Скорость всюду принималась равной нулю, а температура и давление в облаке пара и в фоновом газе полагались однородными и равными соответственно  $T_0$ ,  $p_0$  и  $T_H$ ,  $p_H$ . При этом дополнительно предполагалось, что  $p_0 \gg p_H$ , и оба газа полагались совершенными, а их теплоемкости не зависящими от температуры.

Указанное начальное поле является сравнительно грубой аппроксимацией реальных полей течения расширяющегося облака в экспериментальных установках. Тем не менее в ходе последующей эволюции во времени такого начального поля формируется течение, которое качественно и отчасти количественно совпадает с реальными.

Влияние проницаемости перфорированного экрана на течение моделируется аналогично [7,8] с помощью задания на экране подходящих граничных условий, которые были получены в рамках следующих допущений о течении газа в каналах перфорации: 1) В любой момент времени течение в каналах перфорации и в некоторой их окрестности является установившимся, причем влиянием вязкости и теплопроводности газа можно пренебречь; 2) Течение газа до входа в каналы перфорации является безотрывным и дозвуковым; 3) В целом в каждом канале и некоторой его окрестности реализуется запертое течение с переходом через скорость звука.

При перечисленных допущениях поле течения перед экраном, т.е. при  $0 < r < r_w$ , где  $r_w$  — координата экрана, совершенно не зависит от характера течения за экраном, которое можно вообще не рассматривать. Поле течения перед экраном можно рассчитать, решая численно на данном интервале подходящую начально-краевую задачу для нестационарных квазиодномерных уравнений Эйлера с описанными ниже граничными условиями, учитывающими специфику рассматриваемой задачи.

В начале координат ( $r = 0$ ) задавалось очевидное граничное условие симметрии  $u = 0$ . На перфориро-

ванном экране ( $r = r_W$ ) вид граничного условия зависит от времени. В частности, вплоть до момента времени  $t_A$ , соответствующего приходу на экран головной ударной волны, по обе стороны от экрана находится неподвижный фоновый газ при одинаковых давлениях. Поэтому при  $t_0 < t < t_A$  задавалось условие  $u_W = 0$ .

Граничное условие на экране после отражения от него головной ударной волны и во все последующие моменты времени можно записать, используя допущения 1–3, в виде

$$\rho_W u_W = \rho^* a^* \varepsilon \mu, \quad (1)$$

где звездочкой помечены критические скорость звука и плотность газа, натекающего на экран;  $\mu$  — коэффициент расхода;  $\varepsilon$  — отношение суммарной площади минимальных сечений каналов перфорации к общей площади всего экрана; произведение  $\varepsilon \mu = \eta$  называется проницаемостью перфорированного экрана [7].

Отличим коэффициент расхода  $\mu$  от единицы пренебрегается и приближенно считается  $\eta \approx \varepsilon$  [7,8]. Используя допущения 1–3 и известные газодинамические соотношения для изоэнтропических течений, можно свести уравнение (1) к виду

$$M_W \left( \frac{k+1}{2+(k-1)M_W^2} \right)^{(k+1)/2(k-1)} = \eta, \quad (2)$$

где левая часть — это известная газодинамическая функция  $q(M, k)$ ;  $k$  — показатель адиабаты.

При  $\eta < 1$  это уравнение, как известно, имеет два корня: сверхзвуковой и дозвуковой. Для последнего введем обозначение  $M_W = M_{sub}(\eta, k)$ . Пусть также  $t_B$  — момент времени, когда внешняя граница расширяющегося облака достигает экрана. Тогда граничное условие на экране в зависимости от времени можно записать в следующем виде:

$$M_W = \begin{cases} 0 & \text{при } t_0 < t < t_A, \\ M_{sub}(\eta, k_H) & \text{при } t_A < t < t_B, \\ M_{sub}(\eta, k_0) & \text{при } t_B < t, \end{cases} \quad (3)$$

где  $k_H$  и  $k_0$  — показатели изоэнтропы соответственно фонового газа и пара.

Граничное условие (3) совместно с характеристическими соотношениями, выполняющимися вдоль характеристик  $r'_t = u$  и  $r'_t = u + a$ , позволяют находить все остальные параметры газа, втекающего в экран, и, следовательно, полностью доопределяют рассматриваемую начально-краевую задачу.

Для численного решения рассматриваемой задачи использовался тот же самый алгоритм [6], что и в [4,5]. Однако, так как перфорированный экран в отличие от стенки является проницаемым для газа, до него могут доходить не только ударные волны, но и контактные разрывы. В обоих случаях на экране в соответствующие моменты времени возникают, как правило, разрывы газодинамических параметров. Задача о распаде произвольного разрыва на перфорированном экране в достаточно

общей постановке рассмотрена в работе [7]. В ней, однако, обсуждаются только наиболее принципиальные моменты построения решения, а окончательный вид расчетных формул не приводится. В рассматриваемом частном случае, т.е. в рамках допущений 1–3, полное решение данной задачи удалось получить в замкнутом виде.

В последующих формулах индексом  $S$  обозначены параметры течения за ударной волной или контактным разрывом в тот момент времени, когда они достигли экрана, а индексом  $W$  — на экране сразу же после распада соответствующего разрыва. Пусть также  $M_W$  равен дозвуковому корню уравнения (2), найденному при значениях проницаемости  $\eta$  и показателя изоэнтропы  $k$ , свойственных газу, находящемуся за пришедшим на экран сильным разрывом, т.е. газу, натекающему на экран.

Полное решение задачи о распаде произвольного сильного разрыва на экране, удовлетворяющем допущениям 1–3, зависит от двух параметров, а именно от  $M_W$  и числа Маха набегающего потока  $M_S$ , из которых первый согласно принятым допущениям заведомо меньше единицы, а второй может быть произвольным. В зависимости от конкретных значений  $M_W$  и  $M_S$  полное решение данной задачи допускает пять подслучаев, которые далее обозначаются парой цифр, разделенных точкой и заключенных в круглые скобки.

1. Если  $M_W$  удовлетворяет неравенству

$$1 > M_W > \sqrt{(k-1)/2k}, \quad (4)$$

то в зависимости от числа Маха набегающего потока  $M_S$  после распада разрыва могут реализоваться три различных типа течения, которые далее обозначены как (1.1), (1.2), (1.3). Первый из них — (1.1) реализуется, если наряду с (4) выполнено условие  $M_S < M_W$ . В этом случае навстречу набегающему потоку распространяется веер волн разрешения, а параметры течения непосредственно перед экраном находятся по следующим формулам:

$$\frac{a_W}{a_S} = \frac{(k-1)M_S + 2}{(k-1)M_W + 2}, \quad \frac{\rho_W}{\rho_S} = \left( \frac{a_W}{a_S} \right)^{2/(k-1)},$$

$$\frac{p_W}{p_S} = \left( \frac{a_W}{a_S} \right)^{2k/(k-1)}. \quad (5)$$

Второй тип течения — (1.2). Он реализуется в результате распада разрыва, если наряду с (4) выполнено условие

$$M_W < M_S < M_{SW},$$

$$M_{SW} = \sqrt{1 + \frac{k-1}{2}M_W^2} / \sqrt{kM_W^2 - \frac{k-1}{2}}. \quad (6)$$

В этом случае навстречу набегающему потоку распространяется ударная волна, число Маха которой по отношению к газу —  $M_{RS} > 1$  находится путем решения

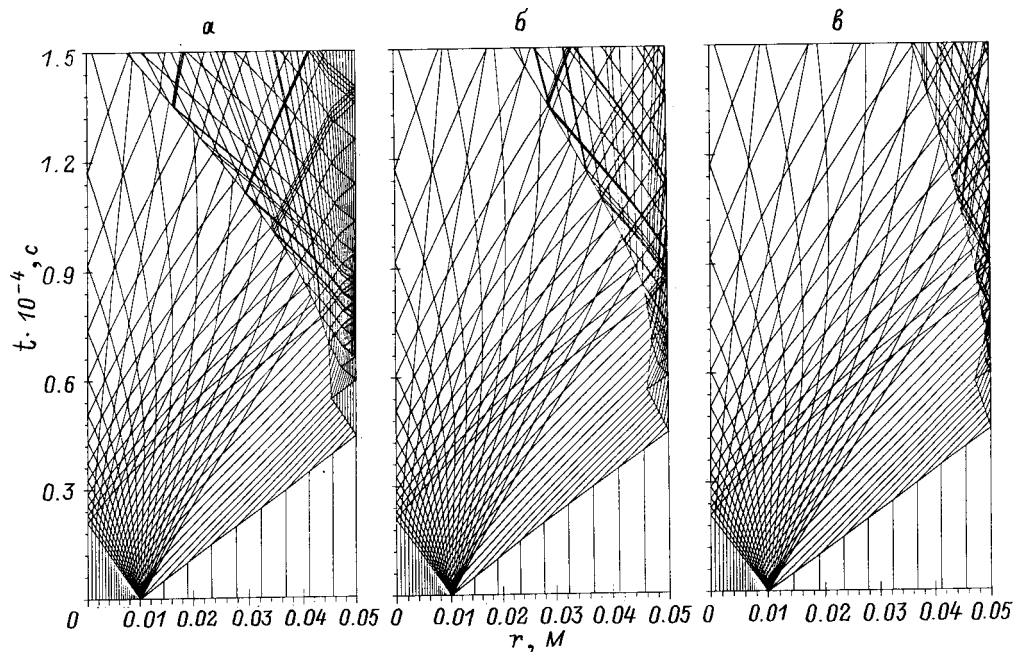


Рис. 1.

иррационального уравнения вида

$$M_W = \frac{\left[ M_S - \frac{2}{k+1} \frac{M_{RS}^2 - 1}{M_{RS}} \right]}{\sqrt{1 + \frac{2(k-1)}{k+1} \frac{M_{RS}^2}{M_{RS}^2} \left( 1 + \frac{k}{k+1} (M_{RS}^2 - 1) \right)}} \quad (7)$$

При этом скорость отраженной ударной волны относительно экрана  $D_{RS}$  и все остальные параметры течения непосредственно перед экраном выражаются через параметры набегающего потока и найденное значение  $M_{RS}$  по формулам

$$D_{RS} = a_S(M_S - M_{RS}), \quad u_W = u_S - 2a_S(M_{RS}^2 - 1)/(k+1)M_{RS},$$

$$\frac{p_W}{p_S} = 1 + \frac{2k}{k+1}(M_{RS}^2 - 1), \quad \frac{\rho_W}{\rho_S} = \frac{M_{RS}^2(k+1)}{(k-1)M_{RS}^2 + 2}. \quad (8)$$

Можно показать, что выполнение условия (6) гарантирует отрицательность значения  $D_{RS}$ , найденного по формуле (8). Однако по мере приближения  $M_S$  к  $M_{SW}$ , соответствующее значение  $D_{RS}$  стремится к нулю, так что в предельном случае, когда  $M_S$  в точности равен  $M_{SW}$ , перед экраном образуется ударная волна, которая в момент образования неподвижна относительно экрана.

Третий возможный тип течения — (1.3). Он реализуется в результате распада разрыва на экране, если наряду с (4) выполнено условие  $M_S > M_{SW}$ . В этом случае одной ударной волны, даже неподвижной относительно экрана, уже недостаточно для того, чтобы затормозить натекающий газ должным образом, т.е. до  $M_W$ . Поэтому в данном случае возникают две ударные волны, одна из которых неподвижна относительно экрана, а другая распространяется навстречу натекающему газу.

Параметры течения между двумя указанными ударными волнами обозначаются индексом  $SW$ . Для определения параметров перед экраном сначала решаем численно уравнение, аналогичное (7), но в котором вместо  $M_W$  фигурирует  $M_{SW}$ , и находим  $M_{RS}$  — число Маха ударной волны, движущейся навстречу натекающему газу. Затем по найденному  $M_{RS}$  и известным параметрам набегающего потока по формулам, аналогичным (8), но в которых индекс  $W$  заменен на  $SW$ , находим параметры течения между двумя ударными волнами. После этого по формулам, аналогичным (8), но в которых  $M_{RS}$  заменен на  $M_{SW}$ , а индекс  $S$  — на  $SW$ , находим параметры течения непосредственно перед экраном.

2. Если  $M_W < 1$  не удовлетворяет неравенству (4), то в зависимости от конкретного значения  $M_S$  после распада разрыва могут реализовываться только два типа течения, а именно (2.1) и (2.2). Тип (2.1) реализуется при  $M_S < M_W$ , а тип (2.2) — при  $M_W < M_S < \infty$ . Оба эти типа полностью аналогичны (1.1) и (1.2), включая расчетные формулы (6) и (7), (8) соответственно.

Легко видеть, что в предельном случае при  $\eta \rightarrow 0$  приведенное выше решение непрерывно переходит в известное решение задачи об отражении ударной волны от непроницаемой стенки.

Главной целью эксперимента является обычно получение максимального количества кластеров, выпавших на стенку или подложку, которое определяется, в частности, параметрами отраженных вторичных ударных волн и сжатого слоя ударного газа. Поэтому наибольший интерес представляют количественные данные о влиянии проницаемости экрана на интенсивность отраженных ударных волн и на параметры течения непосредственно

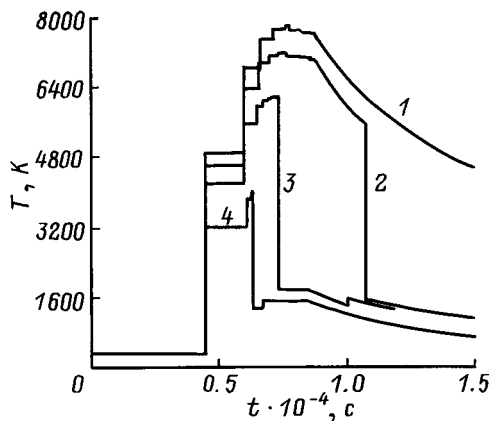


Рис. 2.

перед экраном. Результаты расчетов, иллюстрирующие это влияние в случае течения с плоской симметрией, приведены ниже на рис. 1, 2. В представленной серии расчетов варьировалась только проницаемость, а прочие исходные данные задавались одинаковыми и соответствовали типичным условиям проведения экспериментов с парами серебра  $r_0 = 1$  см,  $r_w = 5$  см,  $p_0 = 5.27$  кПа,  $T_0 = 1792$  К. В качестве фонового газа рассматривались также пары серебра при  $p_H = 10$  Па и  $T_H = 300$  К, что соответствует случаю, когда последние остаются в камере из-за недостаточно глубокой ее откачки после предыдущего эксперимента.

На рис. 1 проиллюстрировано влияние проницаемости экрана на общую картину течения перед ним. Ее получали путем построения на плоскости независимых переменных  $r$ ,  $t$  линий тока, траекторий сильных и слабых разрывов, а также звуковых характеристик вееров волн разрежения, выделяемых с помощью дополнительных сеток. Соответствующая картина течения в случае непроницаемой стенки, т.е. при  $\eta = 0$ , представлена на рис. 1, а, а в случае перфорированного экрана при  $\eta = 0.3$  и  $0.6$  — на рис. 1, б и 1, в соответственно. Из рис. 1 видно, что во всех трех случаях реализуются качественно похожие картины течения. С другой стороны, видны также и значительные количественные отличия, которые связаны с истечением сжатого фонового газа через перфорированный экран. В частности, в двух последних случаях толщина слоя сжатого фонового газа монотонно уменьшается и в итоге он полностью исчезает. Начинает с этого момента времени  $t_B$  на экран натекает уже непосредственно расширяющийся пар. Поэтому образовавшиеся в нем кластеры могут теперь уже беспрепятственно выпадать на экран, если только они не испарились ранее, т.е. после повышения температуры и давления, которые вызваны прохождением по расширяющемуся облаку ударных волн, отраженных от экрана.

В связи с последним обстоятельством полезно рассмотреть графики, которые иллюстрируют влияние проницаемости на характер поведения во времени температуры газа, втекающего в экран. Соответствующие графики

представлены на рис. 2 для четырех значений проницаемости 0, 0.1, 0.3, 0.8 и пронумерованы в порядке ее возрастания (кривые 1–4 соответственно). Последние три графика относятся к случаю проницаемого экрана. Они качественно отличаются от первого, относящегося к случаю непроницаемой стенки, тем, что у них имеется скачкообразное понижение температуры. Оно происходит тогда, когда весь фоновый газ, содержащийся между внешней границей расширяющегося облака и экраном, уже протек через экран и через него начинает протекать расширяющийся пар. В принципе его температура и давление должны зависеть от проницаемости экрана, так как до этого они могли повышаться в отраженных ударных волнах, которые распространяются навстречу потоку пара. А их интенсивности в свою очередь зависят от проницаемости экрана. Однако, сравнивая соответствующие температуры пара, втекающего в экран, замечаем, что в случаях  $\eta = 0.1$  и  $0.3$  они вообще фактически совпадают, а в случаях  $\eta = 0.1$  и  $0.8$  они отличаются, но не так сильно, как аналогичные температуры фонового газа.

В связи с этим напрашивается предварительный вывод о том, что варьирование проницаемости экрана в достаточно широких пределах, по-видимому, не позволяет существенно влиять на условия образования кластеров в расширяющемся облаке пара, несмотря на то, что интенсивности отраженных от экрана ударных волн зависят от его проницаемости. Однако для окончательного обоснования такого вывода необходимы дополнительные результаты параметрических расчетов, а также экспериментальное подтверждение. Что же касается другого вывода, который следует из уже имеющихся результатов расчетов, то он очевиден. Проницаемые экран или мишень пропускают через себя весь сжатый и соответственно нагретый фоновый газ, после чего условия выпадения на их поверхность кластеров, образовавшихся в расширяющемся облаке пара, становятся более благоприятными, чем в случае непроницаемых стенки или мишени.

## Список литературы

- [1] Взрывающиеся проволочки. Сб. ст. / Под ред. Чейса и Мура. М.: ИЛ, 1963. 341 с.
- [2] Булгаков А.В., Козлов Б.Н., Майоров А.П. и др. // Тез. докл. XI Всесоюз. конф. Л., 1991. С. 131.
- [3] Иткин А.Л., Розовский П.В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 6. С. 1182–1184.
- [4] Виноградов А.В., Волков В.А., Гидаспов В.Ю., Розовский П.В. // ЖТФ 1993. Т. 63. Вып. 11. С. 20–24.
- [5] Виноградов А.В., Волков В.А., Гидаспов В.Ю. и др. // Вычислительные технологии. 1995. Т. 4. № 10. С. 89–97.
- [6] Виноградов А.В., Волков В.А., Гидаспов В.Ю. и др. // Математическое моделирование. 1995. В печати.
- [7] Гринь В.Т., Крайко А.Н., Миллер Л.Г. // ЖПМТФ. 1981. № 3. С. 95–102.
- [8] Тончак С.Ю. Канд. дис. М., 1988. 148 с.