

01;03
©1993 г.

О ВЛИЯНИИ ОСТАТОЧНОГО ГАЗА НА РАСШИРЕНИЕ ПЛОТНОГО ГАЗОВОГО ОБЛАКА В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ И ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С МИШЕНЬЮ ИЛИ СО СТЕНКОЙ

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

Рассматривается процесс расширения в вакуумной камере плотного газового облака. В результате численного исследования с помощью специально разработанного метода расчета получены картины течения, возникающие при многократном отражении ударной волны от стенки камеры. Обсуждается влияние полученной структуры течения на процесс образования и роста кластеров в экспериментальных установках.

Процесс расширения в вакуумной камере внезапно образовавшегося плотного газового облака имеет место в ряде экспериментальных и технологических установок, которые используются при получении кластеров и кластерных покрытий, а также при изучении их свойств. Соответствующее облако обычно получают либо испарением таблетки исследуемого вещества мощным одиночным лазерным импульсом, либо в результате электрического взрыва проводников при пропускании через них мощных одиночных импульсов тока [1,2]. В обоих случаях начальная стадия расширения такого облака, по-видимому, удовлетворительно описывается теорией сильного взрыва [2]. Однако, по мере того как интенсивность головной ударной волны уменьшается и масса прошедшего через нее остаточного газа становится сравнимой с массой первоначально испаренного вещества, характер течения изменяется. В итоге оно становится похожим на то, которое реализуется в известной задаче о распаде разрыва [3].

Соответствующая стадия процесса расширения представляет наибольший интерес. Действительно, для большинства металлов и полупроводников именно на этой стадии давление в расширяющемся облаке становится меньше, чем давление насыщенных паров, после чего состояние пара становится метастабильным и появляется возможность интенсивного образования кластеров. Случай сферически симметричного расширения гомогенно конденсирующегося пара в неограниченный вакуум рассматривался в работах [4,5]. Аналогичное течение, но уже с учетом его взаимодействия со стенками вакуумной камеры рассмотрено в [6]. Общим недостатком работ [4-6] является допущение об идеальности вакуума.

В реальности присутствие в вакуумной камере остаточного газа приводит к тому, что между головной ударной волной и расширяющимся паром образуется слой сжатого в ударной волне остаточного газа. При этом толщина такого слоя со временем возрастает. С точки зрения постановки экспериментов и технологических приложений важно знать параметры течения, которые возникают при отражении ударной волны от стенок вакуумной камеры или от мишени в случае наличия сжатого слоя остаточного газа. Течения такого типа рассматривались в работах [3,7]. В них, в частности, было показано, что в рассматриваемом случае имеет место многократное отражение ударной волны от стенки и от границы слоя сжатого остаточного газа. Однако в [3,7] использовались численные методы, в рамках которых ударные волны и контактные разрывы не выделялись явно, а размазывались. По этой причине полученные в [3,7] конкретные результаты, относящиеся к многократному отражению ударных волн, имеют скорее качественный характер.

Целью данной работы было уточнение картины и параметров течения, возникающего при многократном отражении ударной волны. Указанная цель была достигнута за счет использования численного алгоритма, допускающего явное выделение сильных и слабых разрывов [8].

Для определенности рассматривалась следующая модельная постановка задачи. Пусть имеется трубка длиной $L = 0.02$ м, закрытая с обоих концов плоскими днищами. Часть объема трубки, прилегающая к левому днищу, заполнена парами серебра при давлении $P_0 = 5750$ Па и температуре $T_0 = 2000$ К. В остальной части трубки находится разреженный воздух $P_n = 10$ Па, $T_n = 300$ К. Рассматривалось течение, возникающее после распада данного разрыва. Последнее полагалось одномерным, т.е. все его параметры полагались зависящими только от продольной координаты x и от времени t . Эффектами вязкости, теплопроводности и диффузии пренебрегали, поэтому соответствующее течение описывалось одномерными нестационарными уравнениями Эйлера. Оба газа полагались совершенными и имеющими постоянные показатели адиабаты. Характерной особенностью рассматриваемого течения является наличие в нем сильных и слабых разрывов. В частности, сразу после распада сильными разрывами являются распространяющаяся вправо по разреженному воздуху ударная волна (обозначена D_1 на рис. 1) и поверхность контакта паров серебра и воздуха (на рис. 1 обозначена K_1). Слабыми разрывами в этом случае являются начальная C_{i1} и замыкающая C_{e1} характеристики центрированной волны Римана (веера), которая распространяется влево по парам серебра. В дальнейшем после взаимодействия сильных разрывов друг с другом в рассматриваемом течении возникают новые сильные разрывы и веера волн разрежения (рис. 2).

Для расчета течений такого типа в данной работе использовался оригинальный вариант сеточно-характеристического метода, позволяющий явно выделять и рассчитывать в автоматическом режиме все имеющиеся на данный момент и вновь возникающие в поле течения сильные разрывы и веера [8]. Исключение делалось только для тех из них, на которых относительный перепад давления оказывался меньше, чем 0.1%. Последные просто игнорировались.

В качестве сеточных линий первого семейства использовались линии $t = \text{const}$, а второго — траектории сильных и слабых разрывов, промежуточные характеристики выделяемых вееров и некоторые линии тока. Все сеточные линии второго семейства рассчитывались одновременно

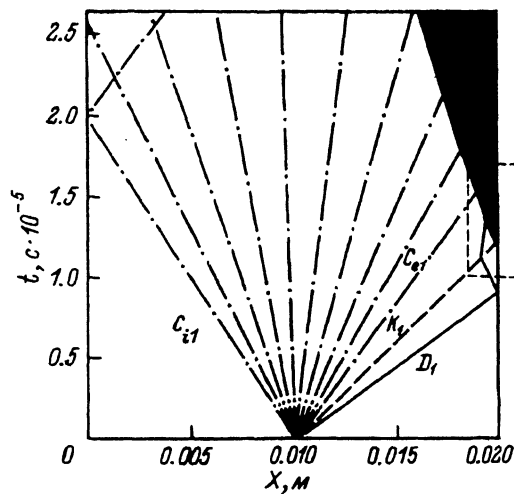


Рис. 1.

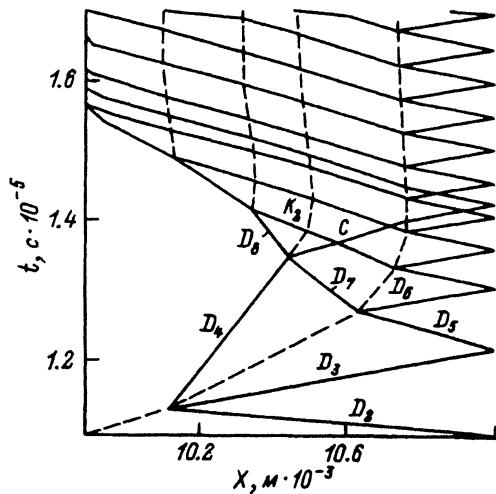


Рис. 2.

с расчетом поля течения. Построенная соответствующим образом сетка максимально адаптирована к полю течения. Для рассматриваемой в данной работе задачи она представлена на рис. 1. Плотность штриховки в правом верхнем углу рис. 1 иллюстрирует линии второго семейства в соответствующей области течения. Во избежание чрезмерного загромождения рис. 1 линии тока, которые также являются сеточными, на нем не показаны.

Фрагмент поля течения, ограниченный на рис. 1 штриховыми линиями, в увеличенном виде показан на рис. 2. Сплошными линиями представлены на рис. 2 траектории ударных волн, штриховыми — траектории контактных разрывов, штрихпунктиром — один из вновь образующихся и выделяемых явно вееров волн разрежения. Остальные такие же веера на рис. 2 не показаны во избежание чрезмерного его загромождения.

Из рис. 2 видно, что слой сжатого остаточного газа, заключенного между контактным разрывом K_1 и стенкой, является неким подобием резонатора для ударных волн, которые отражаются от его границ. Причем на стенке происходит полное отражение ударных волн, а на контактном разрыве K_1 имеют место их частичное отражение (например, D_3 или D_6 на рис. 2) и частичное преломление (например D_4 или D_7). Преломленные ударные волны D_4 и D_7 , взаимодействуя друг с другом, сливаются и образуют головную отраженную волну D_8 . В соответствующей точке слияния образуется новый контактный разрыв K_2 и отраженный веер волн разрежения $C_{i2}-C_{e2}$. Последующие преломленные ударные волны также догоняют головную отраженную ударную волну, точно также сливаются в ней, и в соответствующих точках слияния точно также образуются новые контактные разрывы и отраженные веера.

С точки зрения приложений, упомянутых в начале работы, наиболее важным следствием рассмотренного течения является сильное повышение температуры в слое сжатого остаточного газа. Соответствующий график представлен на рис. 3. Характерная форма пиков температуры объясняется, по-видимому, тем, что моменты времени, в которые приходит очередное отражение от стенки ударных волн и вееров волн разрежения, каким-то образом синхронизированы друг с другом. Поэтому сразу

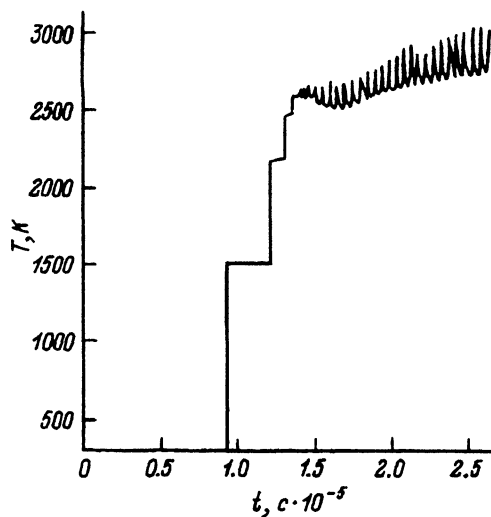


Рис. 3.

после резкого повышения температуры, вызванного очередным отражением ударной волны от стенки, следует ее плавное понижение в очередном, отражающемся от стенки веере волн разрежения.

Из рис. 3 видно, что в рассматриваемом случае температура сжатого остаточного газа после нескольких отражений ударных волн от стенки достигает 2700 К. Заметим также, что концентрация паров серебра в этом слое мала, так как они попадают туда только за счет диффузии. Поэтому можно утверждать, что в этом слое создаются идеальные условия для интенсивного испарения кластеров, которые, прежде чем попасть на стенку или мишень, должны пересечь этот слой.

В данной работе специально выбран вариант исходных данных, при которых испарение кластеров в слое сжатого остаточного газа заведомо будет иметь место. В частности, рассмотрен случай расширения паров в трубке постоянного сечения. При тех же начальных параметрах и расстояниях, но в случаях осевой или сферической симметрии расширения паров указанный эффект, очевидно, будет слабее из-за меньших интенсивностей головной, а следовательно, и всех остальных ударных волн.

К аналогичному уменьшению интенсивности отраженных ударных волн и, следовательно, к ослаблению эффекта испарения кластеров могут приводить, по-видимому, и такие мероприятия, как, например, уменьшение размеров мишени, перфорирование стенки или мишени или их принудительное охлаждение жидким азотом, откачка камеры до более низких давлений остаточного газа. В последнем случае влияние разреженности увеличивается и картина течения расширяющегося облака, а также его взаимодействие со стенкой может значительно отличаться от описанного выше.

Касаясь эффективности перечисленных выше мероприятий, необходимо отметить, что в существующих установках [1,2], как правило, реализуются гиперзвуковые режимы натекания расширяющегося пара на мишень или стенку. В связи с этим возникает вопрос, каким образом можно предотвратить образование отраженной ударной волны при гиперзвуковых режимах натекания и тем самым полностью исключить возможность испарения за ней кластеров. Указанная проблема возникает вне зави-

симости от давления остаточного газа, наличие которого, как показано выше, дополнительно осложняет ее решение.

Данная работа частично финансировалась в рамках гранта Миннауки "Теоретическое и экспериментальное исследование процесса образования металлических микрокластеров в высокоскоростных потоках".

Список литературы

- [1] *Взрывающиеся проволочки*. Сб. ст. / Под ред. Чейса и Мура. М.: ИЛ, 1963. 341 с.
- [2] *Коробейников В.П.* Задачи теории точечного взрыва. М.: Наука, 1985. 400 с.
- [3] *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я.* и др. // Численные решения многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
- [4] *Розовский П.В.* // Математические аспекты задач охраны воздушного бассейна. М., 1984. С. 65-68.
- [5] *Кудряшов Н.А., Тутнов А.А.* // Математическое моделирование. 1990. Т. 2. № 8. С. 42-50.
- [6] *Иткин А.Д., Розовский П.В.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 6. С. 1182-1184.
- [7] *Winkler K.-H.A., Norman M.L., Newman M.L.* // Physica 12D. 1984. P. 408-425.
- [8] *Гидаспов В.Ю.* Вычислительные аспекты решения задач охраны окружающей среды. М., 1988.

Московский авиационный институт
им.С.Орджоникидзе

Поступило в Редакцию
29 апреля 1993 г.