

При сублимации материала на основе углерод-углеродистой композиции с высокомолекулярными волокнами и пироуглеродной матрицы без пропитки в потоке азотной плазмы концентрация C_3 соответствует $\sim 3,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, в условиях лазерного воздействия $\sim 9,21 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Отмечен эффект конденсации паров углерода и упрочнения поверхности продуктами конденсации в области ожоговых пятен, а также максимальное поглощение лучистой составляющей падающего потока на многоатомных молекулах типа C_3 .

Поступила в редакцию 28/V 1984,
после доработки — 21/II 1985

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Лошкарев.— В кн.: Тепло- и массообмен. Т. 10, ч. 1. Минск, 1973.
2. В. А. Лошкарев. ФГВ, 1977, 13, 6.
3. А. Т. Никитин, В. А. Лошкарев. Теплозащитные покрытия в динамике сплошных сред. Ростов-на-Дону, 1982.
4. Ю. В. Полежаев, Ф. Б. Юревич. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976.
5. JANNAF Thermochemical Tables. Dow Chemical Co, Midland, Mich, 1969.
6. А. М. Гришин. Математическое моделирование нестационарных аэротермохимических процессов. Томск, 1973.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ОСТРОУГОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ПЛАСТИН

С. М. Васильев, В. И. Курко
(Красноярск)

Исследование газодинамических течений в условиях остроугольной геометрии сталкивающихся пластин представляет интерес в связи с разработкой новых типов взрывных источников плазмы, работой взрывомагнитных генераторов и изучением воздействия плазмы на металлы при сварке взрывом. Течение в зазоре между сталкивающимися пластинами и тепловое воздействие ударно-сжатого газа на поверхность этих пластин при скорости детонации ВВ до 5 км/с исследовались в [1—3].

В работе проведены эксперименты по изучению динамики накопления сгустка ударно-сжатого газа, образующегося при метании пластины на подложку скользящей детонационной волной, которая распространялась со скоростью $u_0 > 6$ км/с. Скорость детонации выбрана выше скорости звука в материалах пластины и подложки, что обеспечивало отсутствие генерации частиц и кумулятивных струй из области точки контакта [4, 5].

Схема экспериментов приведена на рис. 1. Иницирующая пашка 2 с электродетонатором 1 устанавливалась на плоский заряд пластического ВВ 3, который приклеивался к алюминиевой пластине 6. Пластина с зарядом помещалась на боковые стенки составной кюветы 11 с дном (подложкой) 10 из оргстекла, алюминия или стали. С торцевой

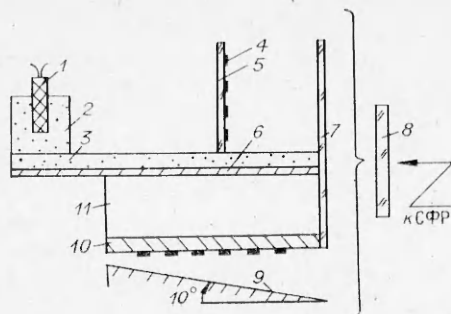


Рис. 1. Схема экспериментального исследования динамики процесса накопления сгустка ударно-сжатого газа при параллельной схеме метания пластины скользящей детонационной волной.

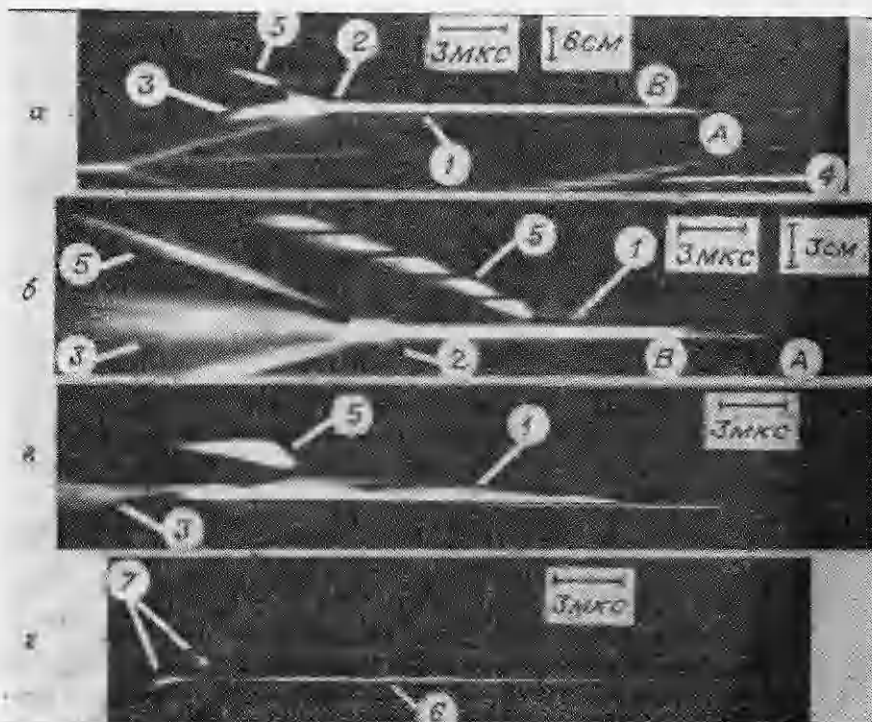


Рис. 2. Типичные фоторегистрограммы процесса накопления сгустка ударно-сжатого газа в условиях остроугольной геометрии сталкивающихся пластин.
 1 — свечение ударно-сжатого газа в кювете; 2 — отражение прямой УВ от торцевого окна 7 (см. рис. 1); 3 — разлет ударно-сжатого газа в окружающее пространство; 4 — фоторазвертка процесса накопления сгустка при наблюдении через наклонное зеркало; 5 — отражение косої УВ от экрана и торцевого окна; 6 — свечение области вблизи точки контакта; 7 — отражение детонационного фронта и зоны контакта от торцевого окна; АВ — участок формирования сгустка.

части сборки приклеивалось окно 7, которое вплотную прилегалo к кювете и заряду ВВ. Перпендикулярно поверхности заряда располагался прозрачный экран 5 с метками 4.

Если дно составной кюветы изготавливалось из оргстекла, то снизу на него наклеивались метки, и вся сборка крепилась над наклонным зеркалом 9. Длина кюветы составляла 150—200 мм, толщина плоского заряда ВВ — 4—5 мм, расстояние между экраном 5 и торцевым окном 7 — 60 мм.

Электродетонатор инициировал шашку, которая, в свою очередь, возбуждала детонацию в плоском заряде ВВ. Детонационная волна (ДВ), распространяясь вдоль заряда, металa алюминиевую пластину на дно кюветы. Между пластиной и дном кюветы образовывался сгусток ударно-сжатого газа. Свечение сгустка регистрировалось через торцевое окно фоторегистратором СФР-2м. Одновременно регистрировались отражение косої ударной волны (УВ) от экрана и торцевого окна и через наклонное зеркало — процесс формирования сгустка. Косої УВ образовывалась в результате разлета продуктов взрыва со свободной поверхности плоского заряда ВВ. Съемку проводили через синий интерференционный светофильтр 8 для отсечки свечения продуктов взрыва.

В экспериментах варьировались величина зазора между метаемой пластиной и дном кюветы (от 4 до 18 мм), материал подложки, толщина алюминиевой пластины (0,2 и 1 мм). Проводились аналогичные эксперименты с отсутствием метаемой пластины.

По фоторегистрограммам экспериментов (рис. 2) определялись: по отражениям 5 — скорость детонации, угол наклона косої УВ и ее профиль; по отражениям 2 — скорость фронта УВ в канале; по точкам А, В — время заполнения сгустком всей щели канала; по фоторазвертке

Т а б л и ц а 1

Толщина δ , мм	Материал подложки		
	орг-стекло	алюминий	Ст. 3
0,2	4—7	5—7	4—7
1,0	6—8	15—18	>12

Т а б л и ц а 2

δ , мм	θ , град	
	Эксперимент	Расчет [7]
1,0	17,7+0,1	17,1
0,2	31,5+1,9	30,4
0	35,6+0,7	37,3

4 — динамика процесса накопления сгустка. В опытах, где накопления не происходило, возможно определение угла наклона косо́й ударной волны и угла поворота метаемой пластины в кювете по отражениям 7. Эксперименты показали, что в кювете могут реализоваться 3 режима течения: устойчивое накопление сгустка ударно-сжатого газа (рис. 2, а, б), неустойчивый (срывной) режим (рис. 2, в) и режим с отсутствием накопления (рис. 2, г). Реализация того или иного режима зависит от величины зазора, толщины метаемой пластины и материала подложки.

Для каждого конкретного материала подложки при заданной скорости детонации и толщины метаемой пластины существует критическое значение величины зазора между метаемой пластиной и дном кюветы h_* , при котором накопление носит неустойчивый характер. При превышении критического зазора ($h > h_*$) накопления сгустка не происходит. Считалось, что накопление отсутствует, если на СФР-грамме свечение ударно-сжатого газа не зарегистрировано либо оно существует только в области точки контакта. В табл. 1 приведены значения величин h_* в зависимости от материала подложки и толщины метаемой пластины δ . Можно отметить, что значение h_* возрастает с увеличением δ и существует корреляция между значением h_* и плотностью материала подложки. Рост плотности приводит к возрастанию h_* . Это в значительной степени проявляется для пластины толщиной 1 мм.

Прекращение накопления сгустка ударно-сжатого газа при превышении h_* можно объяснить его проскальзыванием в область за точкой контакта в результате развития собственных колебаний метаемой пластины при ее полете. В экспериментах с отсутствием метаемой пластины сгусток накапливался при любых величинах зазора, вплоть до 18 мм, что объясняется, по-видимому, образованием кумулятивной струи из области продуктов взрыва в невозмущенный газ. При $h < h_*$ имеет место устойчивое накопление ударно-сжатого газа. Скорость фронта УВ уменьшается с увеличением зазора и при $h \simeq h_*$ приближается к значению u_0 . На рис. 3 указано измеренное среднее значение u_0 и соответствующая ему скорость фронта УВ D_0 . Величина D_0 рассчитана по ударной адиабате воздуха из [6] в предположении, что массовая скорость за фронтом равна скорости детонации. Таким образом, несмотря на то что скорость детонации и соответственно скорость точки контакта соударяющихся пластин выше скорости звука в материалах метаемой пластины и подложки, отмечено превышение скорости фронта УВ при малых величинах зазора над значениями, рассчитываемыми по модели плоского поршня.

Количественный анализ СФР-грамм показал, что накопление пробки ударно-сжатого газа носит нестационарный характер. Скорость ударной волны в отличие от скорости точки контакта, которая изменяется относительно слабо, возрастает на участке АВ (см. рис. 2, а) от значений, примерно равного скорости точки, до величины, несколько превышающей среднюю измеренную скорость ударной волны в зависимости от условий эксперимента.

Возможная структура газодинамического течения в остроугольной геометрии сталкивающихся пластин приведена на рис. 4. Металлическая пластина метается продуктами детонации слоя ВВ I на подложку под некоторым углом θ . В результате образуется косая ударная волна СК,

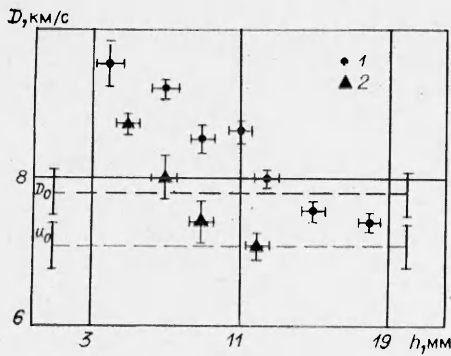


Рис. 3. Зависимость скорости УВ в кювете от h .

1, 2 — метане пластины толщиной 1 мм на алюминиевую и стальную подложку соответственно.

две УВ KA и KB , ориентированные перпендикулярно к подложке и к наклонной поверхности метаемой пластины CO . На фронтах ударных волн KA и KB происходит торможение газа до нулевой скорости в системе координат точки контакта O . Волны CK , KA и KB образуют трехволновую конфигурацию, разделяющую пространство вблизи точки контакта на области I — III . При отсутствии протекания за точку контакта в областях II и III накапливается ударно-сжатый газ, что приводит к росту области ударно-сжатого газа, сопровождающемуся перемещением тройной точки K вдоль линии KC . После достижения точкой K точки C в зазоре распространяется отходящая прямая ударная волна NM , массовая скорость за фронтом которой равна скорости точки контакта. Таким образом, развитие процесса во времени приводит к формированию между точкой O и ударной волной NM пробки ударно-сжатого газа. Такая модель дает возможность однозначно определять состояние газа во всех областях течения с помощью законов сохранения на ударных фронтах, учитывая, что давление газа в областях II и III одинаково. Скорости ударных волн относительно точки контакта определяются из следующих соотношений:

$$\frac{\operatorname{tg}(\beta - \theta)}{\operatorname{tg} \beta} = 1 - \frac{2}{k_0 - 1} \left[\frac{1 - \frac{k}{k_0} \cdot \frac{k_0 - 1}{k - 1} \cdot \frac{\operatorname{tg}(\beta - \theta)}{\operatorname{tg} \beta}}{\frac{k + 1}{k - 1} \frac{\operatorname{tg}(\beta - \theta)}{\operatorname{tg} \beta} - 1} \right] \frac{1}{M_0^2 \sin^2 \beta},$$

$$q_I - u_0 \cos \beta / \cos(\beta - \theta), \quad D_{III} = D_{II} \cos \beta / \cos(\beta - \theta),$$

$$D_{II}^2 + 2D_{II} \left[\frac{q_I \rho_I - u_0 \rho_0 \frac{\cos \beta}{\cos(\beta - \theta)}}{\rho_I - \rho_0 \frac{\cos^2 \beta}{\cos^2(\beta - \theta)}} \right] + \frac{q_I^2 \rho_I - u_0^2 \rho_0 - \frac{k_0 + 1}{2} (p_I - p_0)}{\rho_I - \rho_0 \frac{\cos^2 \beta}{\cos^2(\beta - \theta)}} = 0.$$

Индексами I — III обозначены газодинамические параметры в различных областях течения, индекс нуль соответствует невозмущенному состоянию; M — число Маха набегающего потока; u_0 — скорость детонации, совпадающая со скоростью точки контакта O ; q_I — массовая скорость газа за косой ударной волной; p_0, p — давление воздуха и газа; k_0, k — показатели адиабат газа в невозмущенном состоянии и в областях за ударными волнами, где они примерно одинаковы. Численные расчеты проводились для случая, когда кювета наполнена воздухом при атмосферном давлении, для разных величин u_0 и θ .

Расчеты показали невозможность реализации слабого решения за фронтом косой УВ и независимость D_{III} и, следовательно, параметров в возникающем сгустке ударно-сжатого газа от θ при одновременном уменьшении D_{II} с ростом θ . Экспериментально определенные величины

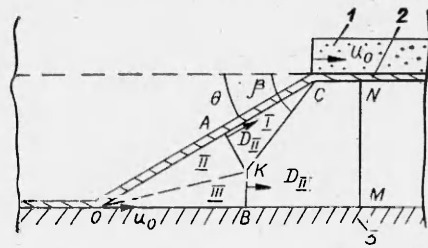


Рис. 4. Течение в остроугольной геометрии сталкивающихся пластин.

1 — плоский заряд ВВ; 2 — метаемая пластина; 3 — подложка.

составляющая угол β с горизонталью, на фронте которой осуществляется поворот потока невозмущенного газа на угол θ . От точки K отходит еще

θ в зависимости от толщины пластины приведены в табл. 2. Расчет показал, что для $M_0 \approx 20$ $\theta_* \approx 56^\circ$, т. е. в области точки поворота C должно иметь место регулярное отражение косо́й УВ от метаемой пластины или продуктов детонации. В экспериментах с отсутствием накопления плазменного сгустка подтверждается реализация слабого решения за фронтом косо́й УВ (по свечению отраженного от торцевого окна косо́го фронта определен угол наклона этого фронта к горизонтали β , который удовлетворительно совпал с соответствующими теоретическими значениями β , отвечающими слабому решению [8]).

Поскольку в области тройной точки K законы сохранения, как показал численный расчет, допускают существование только сильного решения на линии KC , то следует предположить искривление линии KC при накоплении сгустка ударно-сжатого газа, что отражается на форме и скоростях распространения фронтов KA и KB . Так как в экспериментах заряд ВВ с пластиной устанавливали с зависимостью относительно подложки и на начальном этапе столкновения пластины с торцом подложки, когда области II и III вообще отсутствуют, угол ударной волны β соответствует слабому решению, то при переходе от слабого режима решения к сильному в области точки K должен существовать нестационарный участок, где фронт KB ускоряется. Это, по-видимому, и наблюдается в экспериментах. Здесь следует отметить, что приведенная выше модель течения в остроугольной геометрии не может объяснить превышение скорости фронта УВ при $h < h_*$ над скоростью, рассчитанной по ударной адиабате в предположении, что массовая скорость за фронтом ударной волны равна скорости точки контакта. Подобное явление — результат поступления из точки O паров или частиц материалов соударяющихся пластин, которые действуют как дополнительный поршень, что и приводит к увеличению скорости ударной волны. Природа дополнительного притока вещества, однако, отличается от указанной в [4—5].

Таким образом, экспериментальное исследование динамики формирования сгустка ударно-сжатого газа в условиях остроугольной геометрии сталкивающихся пластин при скорости точки контакта, превышающей величину скорости звука в соударяющихся материалах, показало:

- 1) существование трех режимов газодинамического течения (с устойчивым накоплением плазмы, срывного и с отсутствием накопления);
- 2) что скорость формирующейся прямой ударной волны превышает адиабатную и растет с уменьшением величины зазора;
- 3) что за фронтом косо́й УВ реализуется сильное решение; параметры возникающего сгустка ударно-сжатого газа не зависят от угла полета метаемой пластины.

*Поступила в редакцию 15/XI 1984,
после доработки — 4/III 1985*

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Ишуткин, В. И. Кирко, П. И. Пак. ФГВ, 1981, 17, 1, 151.
2. С. И. Ишуткин, В. И. Кирко, В. А. Симонов. ФГВ, 1980, 16, 6, 69.
3. S. N. Ishutkin, V. A. Simonov, V. I. Kirko. The 8-th International Conference on high energy rate fabrication. San Antonio, Texas, 1984.
4. А. А. Дерibas, Н. Д. Захаренко. ФГВ, 1974, 10, 3, 409.
5. I. Watsh, R. Shreffler, E. Willing. J. Appl. Phys., 1954, 24, 3.
6. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
7. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1975.
8. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978.