

5. Демиденко И. И., Ломино Н. С. и др. О механизме ионизации реакционного газа в вакуумно-дуговом разряде // ЖТФ.— 1984.— Т. 54, вып. 8.
6. Новгородов М. З., Очкин В. Н., Соболев Н. Н. Измерение колебательных температур в ОКГ на CO_2 // ЖТФ.— 1970.— Т. 40, вып. 6.
7. Имре И. И., Дашенко А. И., Вуксич В. С. Возбуждение электронно-колебательных переходов при электронно-ионных столкновениях // Тез. докл. VII ВРФЭАС.— Петрозаводск, 1967.— Т. 1.
8. Williams A. J., Doering J. P. An experimental survey of the low energy electron scattering spectrum of nitrogen // Planet. Space Sci.— 1969.— V. 17, N 11.
9. Zare R. N., Larsson E. O., Berg R. A. Frank — Condon factors for electronic band system of molecular nitrogen // J. Molec. Spectr.— 1965.— V. 15, N 1.
10. Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии.— М.: Наука, 1981.
11. Дятко Н. А., Кочетов И. В., Напартович А. П., Таран М. Д. Влияние процесса ионизации на кинетические коэффициенты в низкотемпературной плазме.— М., 1983.— (Препринт/ИАЭ; № 3842/12).
12. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.— М.: Наука, 1980.
13. Геншензон Ю. И., Розенштейн В. В., Уманский С. Я. Гетерогенная релаксация колебательной энергии молекул // Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова.— М.: Атомиздат, 1977.— Вып. 4.
14. Гирифельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей.— М.: ИЛ, 1961.
15. Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М. Явления переноса в слабоионизованной плазме.— М.: Атомиздат, 1975.
16. Ликальтер А. А., Найдис Г. В. Колебательные распределения в сильно возбужденных молекулярных газах // Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова.— М.: Атомиздат, 1981.— Вып. 8.
17. Демьянов А. В., Жданок С. А. и др. Влияние уровня накачки на динамику установления распределения двухатомных молекул по колебательным уровням // ПМТФ.— 1981.— № 3.
18. Андреев Е. А., Никитин Е. Е. Передача колебательной и электронной энергий при атомно-молекулярных столкновениях // Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова.— М.: Атомиздат, 1976.— Вып. 3.
19. Daalder J. E. Erosion and origin of charged and neutral species in vacuum arcs // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1975.— V. 8, N 14.

Поступила 12/IX 1986 г.

УДК 533.6 + 535.231.6

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАПОЛНЕНИЯ ПОЛОСТИ ИЗ ВЗРЫВНОГО ГЕНЕРАТОРА ПЛАЗМЫ

А. Е. Войтенко, Э. А. Зельдина

(Днепропетровск)

Взрывной генератор плазмы (ВГП) [1] в ряде случаев используется для наполнения полости плотной плазмой, например: при исследовании интенсивных режимов абляции, во взрывных лампах, при взрывном плазмохимическом синтезе и т. д. При этом устройство состоит из ВГП и рабочей полости, которые соединены трубкой (плазмотрод) [2—5].

Сложность измерений в нестационарном потоке плотной плазмы приводит к тому, что экспериментальная информация о работе этих устройств оказывается неполной. Обычно экспериментально определяются масса и энергия плазмы, иногда в отдельных точках проводятся измерения давления, температуры, скорости и тепловых потоков [4—5]. Более полное описание происходящих процессов может быть достигнуто путем комплексного использования опытных данных и численных расчетов.

Численное моделирование собственно ВГП проведено в [6—8], излучательные характеристики взрывной лампы изучаются в [9]. Учет лучистого теплообмена [8, 9] дает более точное описание течения плотной плазмы, однако является трудоемким и дорогостоящим при использовании ЭЦВМ.

В ряде практических задач критерий Больцмана $Vo \gg 1$, что позволяет пренебречь лучистым теплообменом и тем самым упростить математическую модель процесса.

В данной работе численным методом С. К. Годунова исследовано движение плазмы в трубке и заполнение ею полости.

Изучается нестационарное двумерное осесимметричное течение плазмы в трубке и цилиндрической полости. Течение считается адиабатическим, плазма — невязкой и нетеплопроводной. Равновесная ионизация

учитывается введением в уравнение состояния постоянного эффективного показателя адиабаты.

Система газодинамических уравнений Эйлера в цилиндрических координатах имеет вид

$$(1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} = -\frac{\rho v}{r}, \quad \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial r} = -\frac{\rho uv}{r},$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(p + \rho v^2)}{\partial r} = -\frac{\rho v^2}{r}, \quad \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u H)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v H)}{\partial r} =$$

$$= -\frac{\rho v H}{r}, \quad E = \varepsilon + \frac{u^2 + v^2}{2}, \quad H = E + \frac{p}{\rho}, \quad \varepsilon = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho}.$$

Здесь ρ и p — плотность и давление плазмы; ε — удельная внутренняя энергия; u и v — составляющие скорости по координатным осям x и r ; t — время; x и r — продольная и радиальная координаты; γ — эффективный показатель адиабаты.

Система (1) дополняется уравнениями Райзера [10] для определения температуры и степени ионизации плазмы

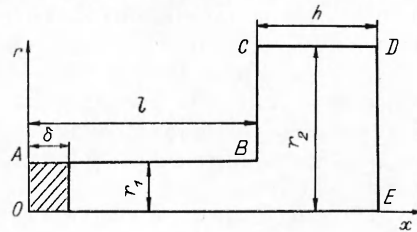
$$(2) \quad I\left(m + \frac{1}{2}\right) = kT \ln \frac{AT^{3/2}}{mN\rho}, \quad \varepsilon = \frac{3}{2}N(1+m)kT + NQ(m),$$

$$p = N\rho(1+m)kT,$$

где m — степень ионизации; I_m — потенциал ионизации; T — температура; N — число ионов в единице массы; $Q_m = \sum I_m$ — энергия отрыва от атома m электронов; k — постоянная Больцмана; $A = 4,8 \cdot 10^{21} \text{ град}^{-3/2} \times \text{М}^{-3}$ — константа.

Уравнения (1) интегрируются в области (рис. 1), состоящей из трубки OAB и полости $BCDE$. На стенках трубки, стенках полости и на оси симметрии OE граничные условия требуют обращения в нуль нормальной составляющей скорости.

Предполагается, что в начальный момент сгусток плазмы занимает в трубке некоторый объем ($0 \leq x \leq \delta$). Начальные условия для плазмы: $\varepsilon(0, x, r) = \varepsilon_0$, $\rho(0, x, r) = \rho_0$, $u(0, x, r) = v(0, x, r) = 0$. Трубка вне сгустка плазмы и полость при $t = 0$ заполнены холодным неподвижным газом или вакуумированы.



Р и с. 1

Начальное давление плазмы p_0 и эффективный показатель адиабаты γ , который в дальнейшем считается постоянным, находятся по заданным начальным значениям ε_0 и ρ_0 из решения системы (2).

Система газодинамических уравнений (1) решается численно по конечно-разностной схеме Годунова [11] на неподвижной прямоугольной сетке, ориентированной по координатным осям. Особенность реализации этой схемы заключается в расщеплении по направлениям, что позволяет интегрировать систему (1) вначале по направлению x за половинный шаг времени, затем по r за вторую половину шага.

Конечно-разностные уравнения для системы (1) имеют вид в направлении оси Ox

$$\sigma_{i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \sigma_{i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}}^n - \left(A_{i, j-\frac{1}{2}} - A_{i-1, j-\frac{1}{2}} \right) \frac{\Delta t}{\Delta x},$$

в направлении оси Or

$$\sigma_{i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}}^{n+1} = \sigma_{i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \left(B_{i-\frac{1}{2}, j} - B_{i-\frac{1}{2}, j-1} \right) \frac{\Delta t}{\Delta r} - \Psi_{i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}} \Delta t,$$

$$\sigma = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \end{bmatrix}, \quad A = \begin{bmatrix} RU \\ P + RU^2 \\ RUV \\ PU + RU \left(\frac{P}{(\gamma-1)R} + \frac{U^2 + V^2}{2} \right) \end{bmatrix},$$

$$B = \begin{bmatrix} RV \\ RUV \\ P + RV^2 \\ PV + RV \left(\frac{P}{(\gamma-1)R} + \frac{U^2 + V^2}{2} \right) \end{bmatrix},$$

$$\Psi = \begin{bmatrix} 0,5 [(RV)_1 + (RV)_2] \\ 0,5 [(RUV)_1 + (RUV)_2] \\ 0,5 [(P + RV^2)_1 + (P + RV^2)_2] \\ 0,5 \left[\left(\left(\frac{P}{(\gamma-1)R} + \frac{U^2 + V^2}{2} + \frac{P}{R} \right) RV \right)_1 + \left(\left(\frac{P}{(\gamma-1)R} + \frac{U^2 + V^2}{2} + \frac{P}{R} \right) RV \right)_2 \right] \end{bmatrix}.$$

Здесь ρ, p, u, v — «малые» величины, вычисленные в центрах счетных ячеек на нижних и верхних временных слоях; R, P, U, V — «большие» величины, определяемые на границах счетных ячеек с помощью алгоритма распада произвольного разрыва [11]; индексы 1 и 2 относятся к границам соседних ячеек. По полученным при интегрировании системы (1) значениям ε и ρ из решения системы (2) определяются температура T и степень ионизации m .

Расчеты выполнены на ЭЦВМ БЭСМ-6 по составленной Фортран-программе. Максимальное число узлов расчетной сетки 100×45 . В таблице представлены параметры рассмотренных двух устройств (см. рис. 1). Первое устройство использовалось в [2] для исследования интенсивных режимов абляции, второе — в [5] для исследования параметров плазменной струи. Расчеты проведены для полостей, заполненных воздухом при нормальных условиях, а для устройства 2 также для полости, вакуумированной до остаточного давления 0,1 Па. Полученные результаты приведены на рис. 2—5.

На рис. 2 и 4 показано распределение безразмерного давления p/p_0 в различные моменты времени на оси симметрии устройств 1, 2 ($p_{01} = 18,5$ ГПа, $p_{02} = 25,1$ ГПа) с полостью, заполненной воздухом. В начальный период течение в трубках сильно неоднородно и нестационарно. Длительность этого периода по порядку величины $\approx l/c_0$ (c_0 — начальная скорость звука в сгустке плазмы). Затем в трубке устанавливается течение с малыми градиентами давления, плотности и температуры. На самых поздних фазах, когда давление в трубке понижается до значения менее 0,01 от начального, наблюдается обратное втекание плазмы из полости в трубку.

Из трубки плазма со сверхзвуковой скоростью выходит в полость, где течение становится существенно двумерным, давление, плотность и температура резко понижаются. Рис. 3 иллюстрирует процесс заполнения

l	h	r_1	r_2	δ	$\rho_0,$ кг/м ³	$\varepsilon_0,$ МДж/кг
мм						

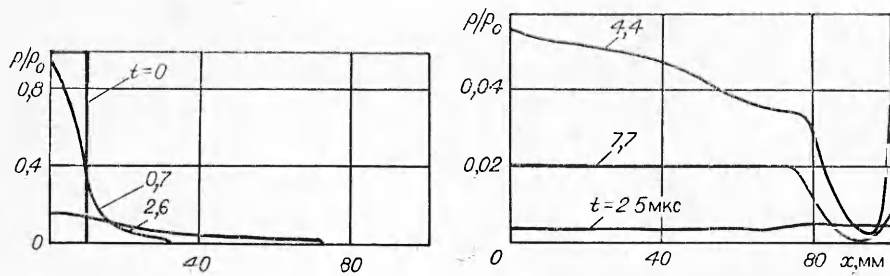
Устройство 1

75 | 25 | 2,5 | 22,5 | 10 | 200 | 185

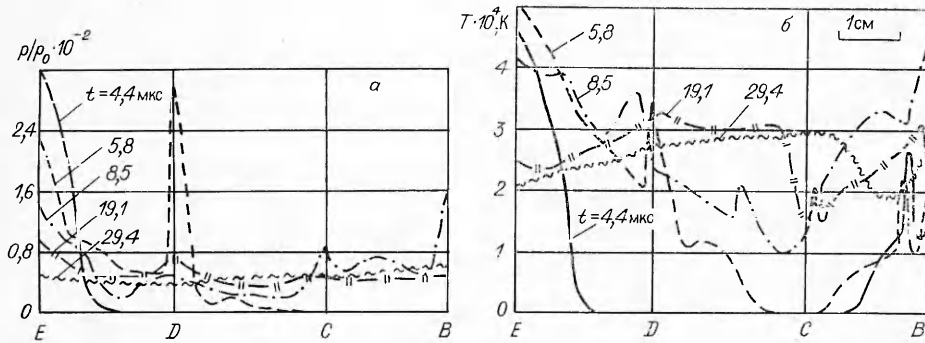
Устройство 2

40 | 159 | 5 | 45 | 10 | 100 | 700

плазмой полости устройства 1. Для различных моментов времени представлены распределения по периметру полости безразмерного давления и температуры (соответственно а и б). По горизонтальной оси условно развернуты половина дна ED , боковая стенка DC , часть



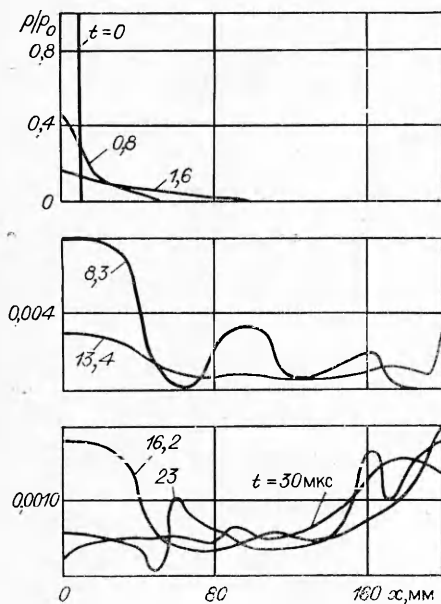
Р и с. 2



Р и с. 3

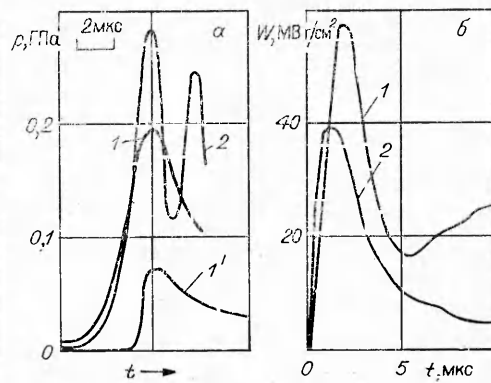
крышки *СВ*. Достигнув дна полости, плазменная струя образует ударную волну торможения и начинает растекаться по дну, а затем по стенкам полости, образуя зоны торможения с повышенным давлением и температурой в углах полости. Максимальные параметры достигаются, естественно, на оси в точке торможения исходной струи. Постепенно заполнение полости плазмой приближается к равномерному. Время установления равномерного заполнения по порядку величины $\approx 3d/c_1$ (d — характерный размер полости, c_1 — скорость звука в плазме при равномерном заполнении полости).

В более длинной полости устройства 2 (рис. 4) струя еще до удара о дно успевает за счет радиального разлета удариться о боковую стенку полости, что вызывает местное повышение давления.



Р и с. 4

Заметим, что получаемая расчетно картина течения качественно правильно отражает действительный процесс. Течение в трубке и полости сверхзвуковое, поток плазмы при



Р и с. 5

входе в полость расширяется, наблюдаются удар струи о боковую стенку полости и волна торможения на ее дне.

Для количественной оценки точности выбранной модели проведено сопоставление расчетных и экспериментальных данных.

На рис. 5 представлены для устройства 2 давление на дне полости в точке торможения и гидродинамический поток энергии $W = \rho u^2/2$ на границе заторможенного газа: кривые 1 — расчет для вакуумированной полости, 1' — расчет для заполнения полости воздухом, 2 — экспериментальные данные, взятые из [5]. На рис. 5, а отсчет времени на кривых ведется от момента максимального давления. Результаты расчета и эксперимента совпадают с точностью около 30%.

Что касается температуры в зоне торможения потока плазмы на дне полости, то расчет дает температуру, более чем в 2 раза превышающую экспериментально измеренную в [5]. Значительное расхождение объясняется, видимо, тем, что в расчете не учтено охлаждение плазмы, а в эксперименте измерена яркостная температура, которая всегда меньше истинной.

Выполненные расчеты и их сопоставление с экспериментом показывают возможность применения использованной математической модели, основанной на уравнениях Эйлера, для анализа и прогноза экспериментов с двумерным нестационарным течением плазмы из взрывного генератора в объемах сложной формы. Для процессов большей длительности или для плазмы более высокой температуры потребуются включение в математическую модель также процессов теплообмена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Войтенко А. Е. Получение газовых струй большой скорости // ДАН СССР.— 1964.— Т. 158, № 6.
2. Войтенко А. Е., Токмак Н. А. Исследование интенсивных режимов абляции с помощью взрывного генератора плазмы/Ин-т техн. механики АН УССР.— Днепропетровск, 1986.— Деп. в ВИНТИ 30.06.86, № 4224—В26.
3. Войтенко А. Е., Маточкин Е. П., Федюлов А. Ф. Взрывная лампа // ПТЭ.— 1970.— № 2.
4. Войтенко А. Е., Кирко В. И. Коэффициент полезного действия взрывного плазменного генератора // ФГВ.— 1975.— Т. 11, № 6.
5. Киселев Ю. Н., Самонин К. Л., Христофоров Б. Д. Параметры струи взрывного газового компрессора // ПМТФ.— 1981.— № 3.
6. Growley V. M., Glenn H. D. Numerical simulation of high-energy (Mach 20 to 40) air shock experiment // Proc. 7th Intern. Shock Tube Symp./Ed. I. I. Glass.— Toronto: Toronto Univ. Press, 1970.
7. Романов Г. С., Урбан В. В. Численное моделирование взрывного плазменного генератора в газодинамическом приближении // ИФЖ.— 1979.— Т. 37, № 5.
8. Романов Г. С., Урбан В. В. Численное моделирование плазменного генератора с учетом энергии излучения и испарения стенок // ИФЖ.— 1982.— Т. 63, № 6.
9. Романов Г. С., Урбан В. В. Расчет параметров импульсного источника света на основе взрывного плазменного генератора // Тр. IV Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа».— М.: МГУ, 1981.— Т. 1.
10. Зельдович Я. Ю., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
11. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Под ред. С. К. Годунова.— М.: Наука, 1976.

Поступила 15/X 1986 г.

УДК 538.4 + 533.95

О КРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА В РЕЛЬСОТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ С ПЛАЗМЕННЫМ ПОРШНЕМ

В. П. Чистяков, Г. А. Швецов

(Новосибирск)

В последние годы значительное внимание исследователей, работающих в области импульсной энергетики и высокоскоростного метания твердых тел, уделяется изучению потенциальных возможностей электродинамического метода ускорения твердых