ДОКЛАДЫ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

1981

ТОМ 256 №5

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

УДК 519.63 МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

В.И. МАЖУКИН, А.А. УГЛОВ, Б.Н. ЧЕТВЕРУШКИН

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ВБЛИЗИ ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

(Представлено академиком А.А. Самарским 21 VIII 1980)

В связи с высоким интересом, проявляемым в последнее время к проблеме синтеза неорганических материалов при помощи низкотемпературной лазерной плазмы ([1], [2]), большое значение приобрел анализ основных закономерностей развития плазмы вблизи твердых поверхностей в специфических условиях высокого давления окружающей среды и малых плотностей лазерного потока.

Условно развитие лазерной плазмы в газовой среде разбивается на три последовательные стадии: пробой газа, формирование непрозрачного для лазерного излучения плазменного очага и квазистационарное распространение плазменных разрядов. Экспериментально наиболее полно изучена последняя стадия развития. Экспериментальное изучение первых двух стадий затруднено из-за многочисленных и взаимообусловленных кратковременных процессов, протекающих в плазме. Для исследования начальных стадий развития эффективными оказались методы численного моделирования на ЭВМ. С их помощью в работах ([3], [4]) исследовалась стадия поджига плотных газов лазерным излучением вблизи металлической поверхности.

Целью настоящей работы является получение методами численного моделирования и последующая интерпретация пространственно-временных распределений основных газодинамических и теплофизических характеристик, соответствующих стадии формирования плазменного облака в азотной среде с давлением 100 атм при околопороговых значениях мощности излучения неодимового (λ = 1,06 мкм) лазера.

Особенностью исследуемой задачи является то, что при высоких давлениях наряду с гидродинамическим механизмом переноса энергии существенную роль играет механизм переноса излучения. Роль теплопроводностных процессов несущественна. Кроме того, в условиях большой длительности лазерного импульса и сравнительно небольшого пятна фокусировки, при которых выполнялись эксперименты ([1], [2]) ($\tau_л \sim$ 0,5 мс, $r_ф \sim$ 250 мкм), на общую картину процесса существенное влияние оказывают эффекты двумерности, возникающие из-за бокового расширения плазменного облака. Предполагается, что в лазерной плазме выполняется условие локальной термодинамической равновесности.

Параметры лазерной системы (угол фокусировки, радиус пятна $r_ф$, длительность импульса $\tau_л$ и мощность P) задавались согласно экспериментальным работам ([1], [2]).

С учетом сказанного весь процесс моделируется системой двумерных осесимметричных уравнений радиационной газовой динамики в лагранжевых переменных, которая в цилиндрических координатах имеет вид

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho\left(\frac{1}{r}\frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z}\right),$$

$$\rho\frac{du}{dt} = -\frac{\partial(p+\omega)}{\partial r}, \quad \rho\frac{dv}{dt} = -\frac{\partial(p+\omega)}{\partial z},$$

$$\rho\frac{d\epsilon}{dt} = -p\left(\frac{1}{r}\frac{\partial(ru)}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial z}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial(rW_r)}{\partial r} + \frac{\partial W_z}{\partial z} + \frac{\partial W_л}{\partial z},$$

$$\frac{1}{3}\frac{\partial U_k}{\partial r} = -\kappa_k W_r^k, \quad \frac{1}{3}\frac{\partial U_k}{\partial z} = -\kappa_k W_z^k, \quad W = \sum_{k=1}^{N_k} W^k,$$

$$W_л = G\exp\left(-\int_0^{z_M}\kappa_\nu\, dz\right), \quad \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rW_r^k) + \frac{\partial W_z^k}{\partial z} + \varkappa_k U_k = \varkappa_k U_{kp}$$

где t — время, r, z — пространственные координаты, p — давление, ρ — плотность вещества, ω — искусственная вязкость, ϵ — внутренняя энергия, W — вектор потока энергии излучения, $W_л$ — поток энергии лазерного излучения, u — скорость вдоль направления r, v — скорость вдоль направления z; W^k, U_k, U_{kp}, κ_k — поток, плотность, равновесная плотность и коэффициент поглощения энергии излучения в диапазоне частот $\nu \in [\nu_k, \nu_{k+1}]$, r_N = 1 мм — расстояние от оси симметрии, z_M = 1 мм — расстояние вдоль оси z.

Процесс переноса излучения описывается в многогрупповом диффузионном приближении. Число используемых групп N_k = 6, перекрываемый диапазон частот ν = 0–30 эВ.

Использовались следующие краевые условия:

$$t = 0: \quad v = 0, \quad p = 100 \text{ атм}, \quad T = \begin{cases} 0{,}03 \text{ эВ при } z > 15,\ r > 250 \text{ мкм}, \\ 1{,}8 \text{ эВ при } z \leqslant 15,\ r \leqslant 250 \text{ мкм}; \end{cases}$$

$$r = 0: \quad v = 0, \quad W_r = 0; \quad r = r_N: \quad p = 100 \text{ атм}, \quad W_r = -\frac{1}{2}\frac{\partial U_л}{\partial r};$$

$$z = 0: \quad u = 0, \quad U = \sigma T^4; \quad z = z_M, \quad p = 100 \text{ атм}, \quad W_z = -\frac{1}{2}\frac{\partial U}{\partial z}.$$

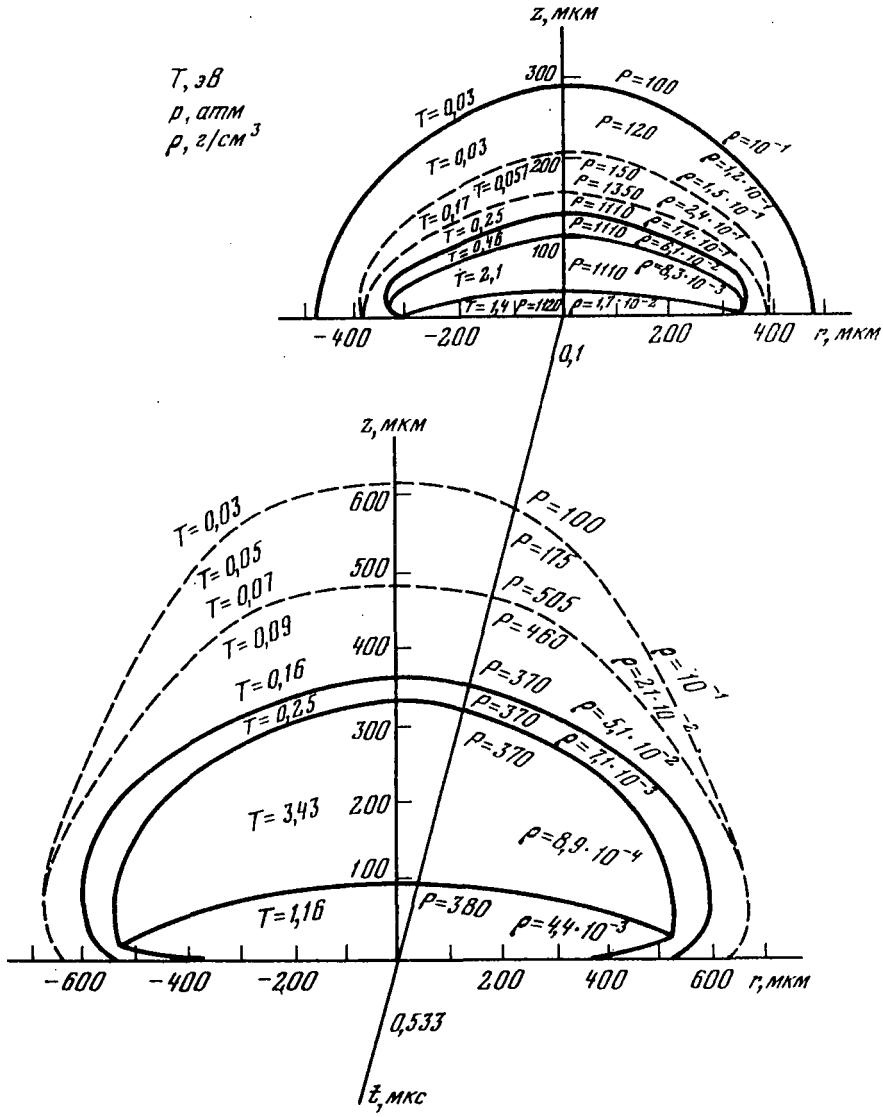

Рис. 1

Стадия пробоя моделировалась согласно ([3], [4]) первоначальным заданием горячей области с температурой T = 1,8 эВ, толщиной 15 мкм, расположенной вдоль поверхности образца. Расчет проводился с помощью алгоритма, описанного в ([5]). Мощность лазерного излучения задавалась равной P = 100 кВт, что соответствует потоку $G = 5 \cdot 10^7$ Вт/см^2.

Лазерное излучение направлено вдоль оси z. В начальные моменты времени интенсивное поглощение лазерного потока происходит только в первоначально заданной горячей области. Интенсивное поглощение лазерного потока приводит к сильному газодинамическому разлету горячей зоны, сопровождаемому появлением ударной волны в холодном газе.

На рис. 1 представлены пространственно-временные профили функций T, p, ρ, характеризующие динамику развития плазмы на стадии установления. Область, охваченная ударной волной, обозначена штриховыми линиями. Условно окончанием стадии формирования считается тот момент развития, когда все газодинамические скорости становятся меньше скорости звука ($t \sim 0{,}533$ мкс).

Под воздействием лазерного излучения температура и давление в горячей области быстро повышаются. К моменту времени t = 5 нс давление достигает своего

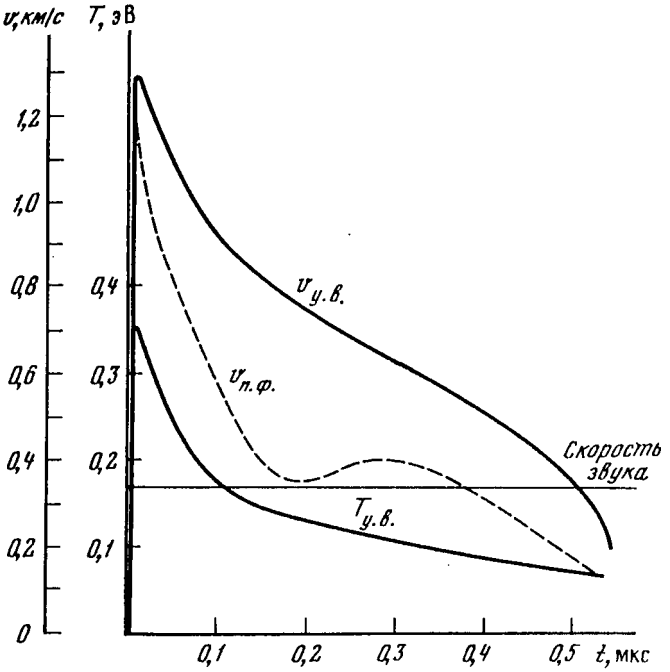

Рис. 2

максимального значения $p = 6 \cdot 10^3$ атм. В дальнейшем несмотря на рост температуры давление в горячей области падает; это происходит из-за уменьшения плотности вещества, обусловленного интенсивным газодинамическим разлетом этой зоны. Ударная волна, генерируемая при этом, к моменту времени $t \sim 10$ нс достигает своей максимальной скорости $v \sim 1{,}3$ км/с (рис. 2). Максимальная температура газа, нагреваемого ударной волной, $T = 0{,}36$ эВ (рис. 2). Этого недостаточно для начала интенсивного поглощения лазерного излучения и ударная волна практически прозрачна для такого излучения. Поэтому в данной ситуации светодетонационный режим не реализуется. В силу того, что скорость ударной волны v превышает скорость движения плазменного фронта $v_{п.ф.}$ (рис. 2), ударная волна отрывается от горячей области (рис. 1). Холодный азот ($T \leqslant 1$ эВ) прозрачен для излучения видимого спектра и ближнего ультрафиолета, однако хорошо поглощает излучение с частотой $\nu \geqslant 14$ эВ. Поглощение происходит вблизи горячей области на длине $l \sim 50$ мкм (рис. 3). Таким образом, подкачки энергии в ударную волну не происходит, и она становится затухающей. Скорость и температура ее быстро спадают (рис. 1, 2), и к моменту времени $t = 0{,}533$ мкс ударная волна распадается, оставляя после себя дозвуковое возмущение.

Расчеты показали, что в начальные моменты времени течение было одномерным, распространяющимся вдоль оси z, но к моменту времени $t \sim 0{,}1$ мкс появляются значительные скорости в боковом направлении и движение приобретает двумерный характер (рис. 1).

В результате расчетов было обнаружено явление, не отмечавшееся ранее. Вблизи поверхности образуется слой плазмы с температурой более низкой, чем температура последующего слоя, который приобретает форму полумесяца (рис. 1) Происхождение этого слоя связано с экранировкой лазерного излучения впереди лежащими горячими слоями азота. Форма горячей области, как и области, прилегающей к поверхности, обусловливается комбинированным воздействием двух факторов: газодинамическим затеканием и почти полным поглощением лазерного потока. Температура T в области, непосредственно прилегающей к поверхности, с течением времени падает от 1,8 до 1,1 эВ вследствие увеличивающейся экранировки лазерного

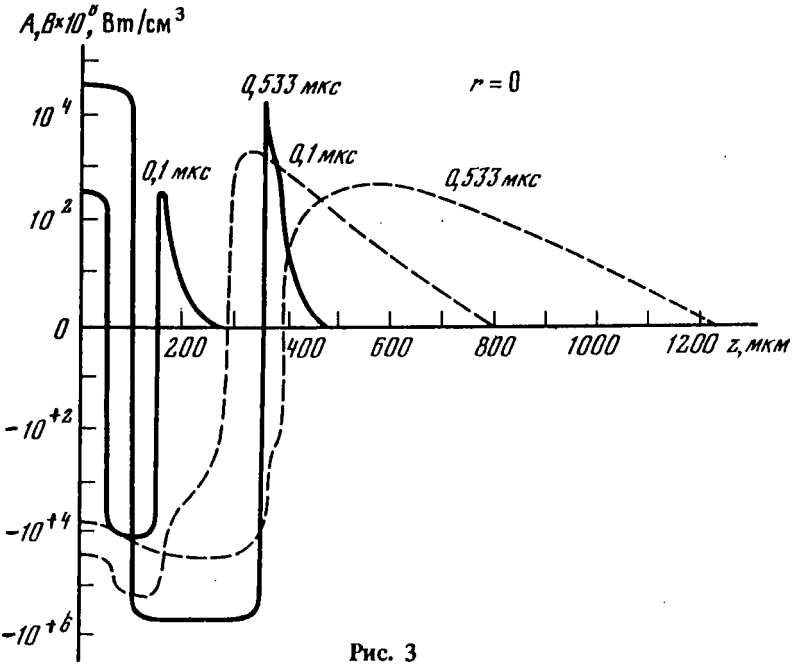

Рис. 3

излучения и продолжающегося газодинамического разлета. Плазменные образования, начиная с $t \sim 15$ нс, почти полностью непрозрачны для лазерного излучения и на поверхность воздействует в основном поток собственного излучения W, который достигает характерной величиной 10^5 Вт/см^2.

Максимальное значение температуры T в горячей области 3,6 эВ. Дальнейший рост температуры T ограничивается увеличением высвечивания из горячей области. Таким образом, факт экранировки поверхности от лазерного излучения и установление величины лучистых потоков, идущих на мишень, позволяют достоверно объяснить, почему в экспериментах при давлениях свыше 70 атм не происходит разрушения поверхности.

Данные расчетов позволили также установить, что площадь поверхности, подверженная термическому воздействию лучистых потоков, в несколько раз больше площади пятна первоначальной фокусировки лазерного излучения. Эти данные находятся в хорошем соответствии с экспериментами ([1], [2]).

Результаты расчетов позволили также установить, что на стадии установления режим распространения плазменных образований представляет собой некоторый переходный режим от светодетонационного к режиму медленного горения. Несмотря на то, что светодетонационный режим не реализуется, вклад газодинамических сил в развитие плазмы значителен. На рис. 3 представлены пространственно-временные распределения составляющих энергии в газе, обусловленных работой газодинамических сил

$$A = p\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(ru) + \frac{\partial v}{\partial z}\right)$$

(штриховые линии) и переносом излучения

$$B = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rW_r) + \frac{\partial W_z}{\partial z}$$

(сплошные линии). Как следует из этих кривых, количество энергии, выходящей из горячей области и поглощаемой холодным азотом, с течением времени возрас-

тает, а количество энергии, идущей на нагрев газа за счет газодинамического сжатия, наоборот, уменьшается.

В дальнейшем при $t > 0{,}54$ мкс роль газодинамических сил становится исчезающе мала и основным механизмом распространения на стадии поддержания будет одна из форм медленного горения – режим дозвуковой радиационной волны ([6], [7]).

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша
Академии наук СССР, Москва

Поступило
18 IX 1980

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Н.Н. Рыкалин, А.А. Углов, М.М. Низаметдинов*, ЖЭТФ, т. 69, 2, 722 (1975). [2] *А.Л. Галиев, Л.Л. Крапивин и др.*, ДАН, т. 251, 2, 336 (1980). [3] *В.И. Мажукин, А.А. Углов, Б.Н. Четверушкин*, ДАН, т. 246, № 6, 1138 (1979). [4] *В.И. Мажукин, А.А. Углов, Б.Н. Четверушкин*, Журн. вычислит. матем. и матем. физ., т. 20, 2, 451 (1980). [5] *М.И. Волчинская, Б.Н. Четверушкин*, там же, т. 19, 5, 1262 (1979). [6] *J.P. Jacson, P.E. Nielsen*, AIAAJ., v. 12, 1498 (1974). [7] *В.И. Бергельсон, Т.В. Лосева, И.В. Немчинов*, Журн. прикл. мех. и тех. физ., 4, 22 (1974).