

**ДОКЛАДЫ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР**

**1981**

**ТОМ 257 № 3**

**(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)**

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

**О РАЗВИТИИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ  
В АЗОТНОЙ СРЕДЕ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ***(Представлено академиком А.А. Самарским 21 X 1980)*

Экспериментальные исследования особенностей воздействия лазерного излучения малой плотности на металлические поверхности при повышенных давлениях (<sup>1</sup>, <sup>2</sup>) показали, что при давлении свыше 70 атм не происходит заметного разрушения поверхности вследствие экранировки мишени плазменным облаком. В то же время под совместным воздействием излучения и плазмы происходило изменение физических свойств металлических поверхностей. Позже это свойство

было использовано для синтеза нитрида титана в азотной среде высокого давления (<sup>3</sup>).

Численное моделирование динамики лазерной плазмы в азотной среде с давлением 100 атм вблизи твердой поверхности (<sup>4</sup>) при плотности излучения  $G_0 = 5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> позволило определить основные характеристики и механизм распространения плазмы. Было обнаружено, что непосредственно возле поверхности образуется слой газа с температурой порядка 1 эВ, что много ниже, чем температура последующих слоев  $T \approx 3,6$  эВ, в которых происходит почти полное поглощение лазерного излучения. Величины потоков собственного излучения  $W$ , идущих на поверхность, оказались примерно на 2,5 порядка ниже, чем величина потока лазерного излучения  $G_0$ . В итоге теплового разрушения поверхности не происходит.

Однако до настоящего времени остались не выясненными до конца причины разрушения металлических поверхностей при снижении давления до 30–50 атм.

В настоящей работе методами численного моделирования определяются и анализируются особенности развития лазерной плазмы вблизи твердой поверхности в азотной среде с давлением 30 атм. Для моделирования использовалась система двумерных уравнений нестационарной радиационной газовой динамики в лагранжевых переменных, где собственное излучение описывается в многогрупповом диффузионном приближении. Математическая постановка задачи аналогична постановке задачи в (<sup>4</sup>). Стадия оптического пробоя холодного азота моделировалась заданием вблизи поверхности (вдоль оси  $r$ ) горячей области, на которую параллельно оси  $z$  падает лазерное излучение. Согласно (<sup>5</sup>), при давлении 30 атм температура области пробоя равна 1,6 эВ, толщина  $\sim 15$  мкм. Для численного решения задачи использовалась методика (<sup>6</sup>).

Результаты численного моделирования показали, что в начальные моменты времени ( $t \leq 0,1$  мкс) развитие плазменных образований протекает аналогично развитию плазмы при давлении 100 атм. Лазерное излучение в основном поглощается в горячей области, что приводит к ее интенсивному разлету, сопровождающемуся генерированием в холодный газ ударной сверхзвуковой волны со следующими параметрами:  $t = 10$  нс,  $v_{у.в.}^{\max} = 1,9$  км/с,  $T_{у.в.}^{\max} = 0,36$  эВ,  $\rho_{у.в.} = 6,1 \cdot 10^{-2}$  г/см<sup>3</sup>. Здесь  $v_{у.в.}$ ,  $T_{у.в.}$ ,  $\rho_{у.в.}$  — соответственно скорость (вдоль оси  $z$  при  $r = 0$ ), температура и плотность ударной волны. На рис. 1, 2 область, охваченная ударной волной, выделена штриховыми линиями. Расширение горячей области вначале носит одномерный характер и происходит вдоль направления  $z$ . Как и при 100 атм, толщина горячей области  $\Delta z$  в результате разлета становится много больше длины поглощения лазерного кванта  $\Delta z \gg l$ . В результате основная доля лазерного потока поглощается в верхней части горячей зоны (область 2), а область 1, непосредственно прилегающая к поверхности мишени, практически не нагревается и ее температура  $T_1$  много ниже температуры  $T_2$  (рис. 1,  $t = 0,1$  мкс). При  $t = 0,1$  мкс, наблюдаются значительные скорости в боковых направлениях. Отчетливо виден эффект газодинамического затекания горячей области 2 (рис. 1,  $t = 0,1, 0,2$  мкс). Однако на этом сходство в развитии плазменных образований при 30 и 100 атм заканчивается. В силу меньшей исходной плотности при 30 атм горячая область 2 при  $t \geq 0,1$  мкс успевает разлететься до такой степени, что становится прозрачной для лазерного излучения. Излучение проникает в область 1, где плотность азота значительно выше  $\rho_1 > \rho_2$  (рис. 1, 4), соответственно выше и коэффициент поглощения. Скорость расширения области 1 резко возрастает. На эюре скоростей  $v(z)$ ,  $r = 0$  (рис. 3) область разлета характеризуется появлением второго пика. Первый пик на кривых соответствует скорости движения ударной волны.

К моменту  $t \sim 0,3$  мкс скорость разлета горячей области достигает своего максимального значения  $v \approx 1,1$  км/с, причем эта скорость превышает скорость

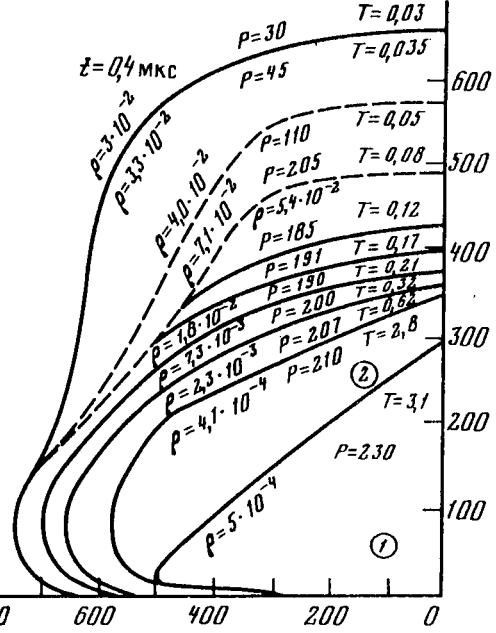
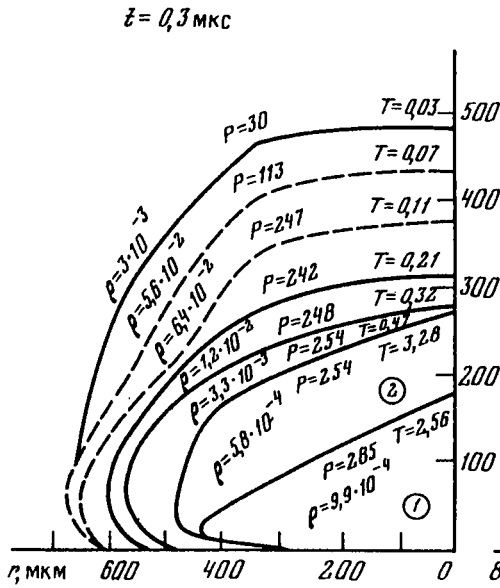
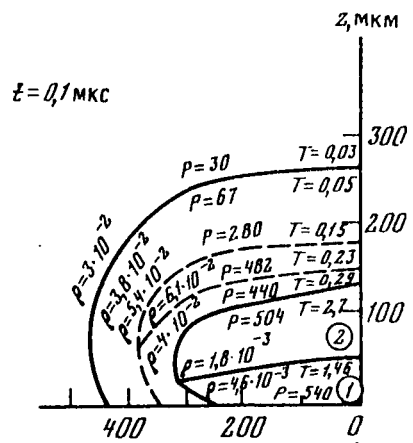
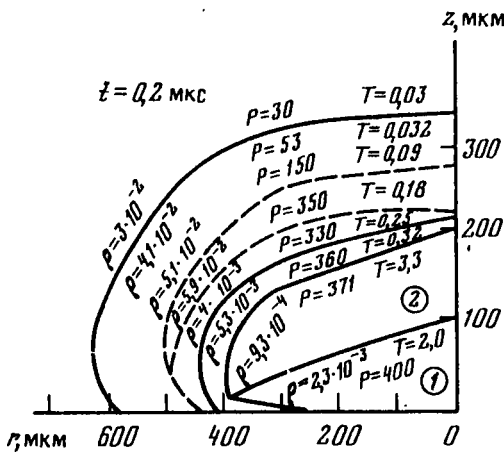


Рис. 1

движения ударной волны  $v_{у.в.} \approx 0,75 \text{ км/с}$ . Однако несмотря на столь высокие скорости разлета вторая ударная волна не образуется, поскольку область 1 разлетается в пространство (область 2), где плотность вещества значительно ниже  $\rho_1 > \rho_2$ , и нового скачка уплотнения за ударной волной не происходит. Однако степень уплотнения вещества в ударной волне возрастает от  $5,9 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3$  при  $t = 0,2 \text{ мкс}$  до  $7,1 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3$  при  $t \approx 0,4 \text{ мкс}$ . К моменту  $t = 0,18 \text{ мкс}$  температура  $T_2$  достигает своего максимума  $T_2 = 3,6 \text{ эВ}$ , затем в результате процессов высвечивания и уменьшения доли поглощаемого лазерного излучения уменьшается до  $2,0 \text{ эВ}$  при  $t \approx 1 \text{ мкс}$  (рис. 4). Температура  $T_1$  области 1 вначале уменьшается вследствие газодинамического разлета  $t \approx 0,1 \text{ мкс}$  (рис. 1, 4), а затем по мере просветления области 2 область 1 получает все большую долю лазерного излучения и температура ее растет (рис. 1, 4;  $t = 0,2; 0,3; 0,4 \text{ мкс}$ ), достигая своего максимального значения  $T_1 = 3,6 \text{ эВ}$  при  $t \approx 0,49 \text{ мкс}$ . В дальнейшем по мере уменьшения плотности горячая область становится все более прозрачной, температура и давление ее падают и все большая доля лазерного излучения уходит на мишень. На рис. 2 представлена картина распределения функций  $T, P, \rho$  в момент  $t = 1 \text{ мкс}$ , когда все газодинамические скорости становятся меньше скорости звука.

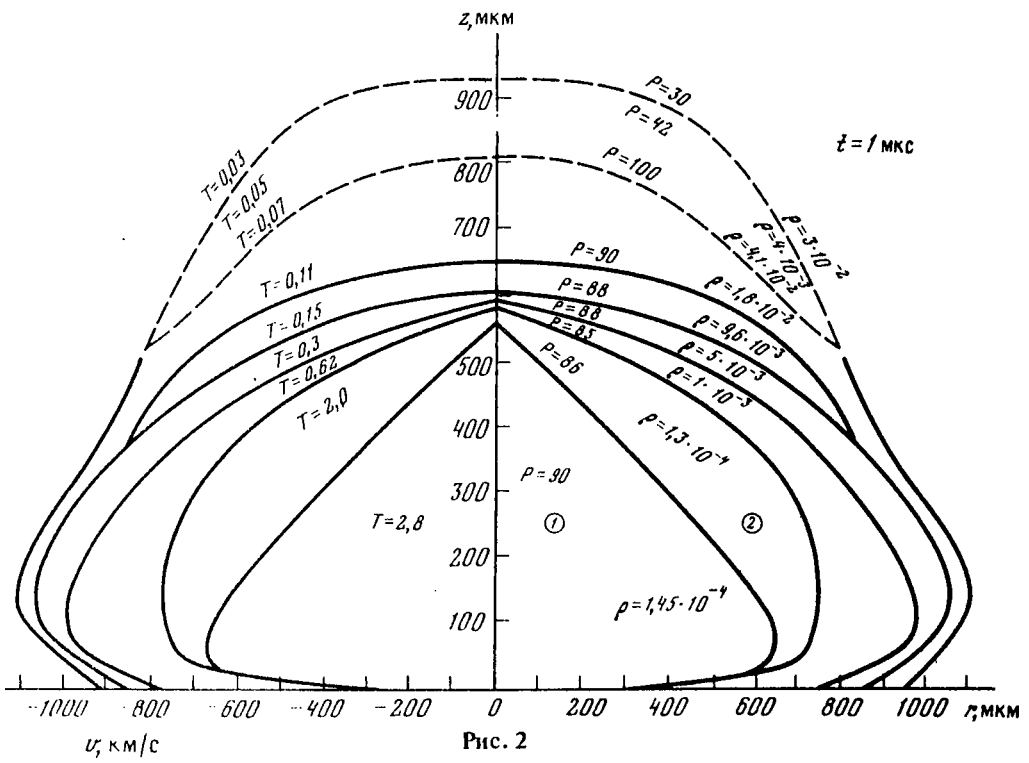


Рис. 2

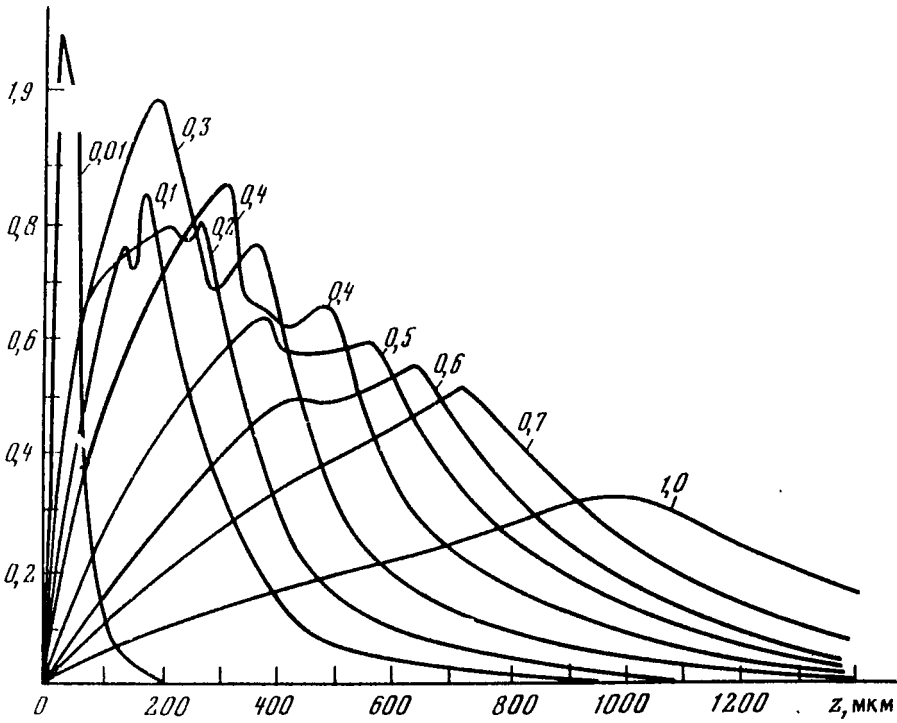


Рис. 3

Ударная волна, как и при 100 атм, быстро отрывается от плазменного фронта. В силу невысокой температуры  $T_{y.в}^{max} = 0,36$  эВ при  $t = 10$  нс и  $T_{y.в} \leq 0,075$  эВ при  $t \geq 0,5$  мкс она прозрачна для лазерного излучения. Подпитка ее собственным излучением происходит только в начальные моменты времени. В итоге ударная волна быстро затухает и к моменту  $t \sim 1,0$  мкс распадается, оставляя после себя дозвуковые возмущения.

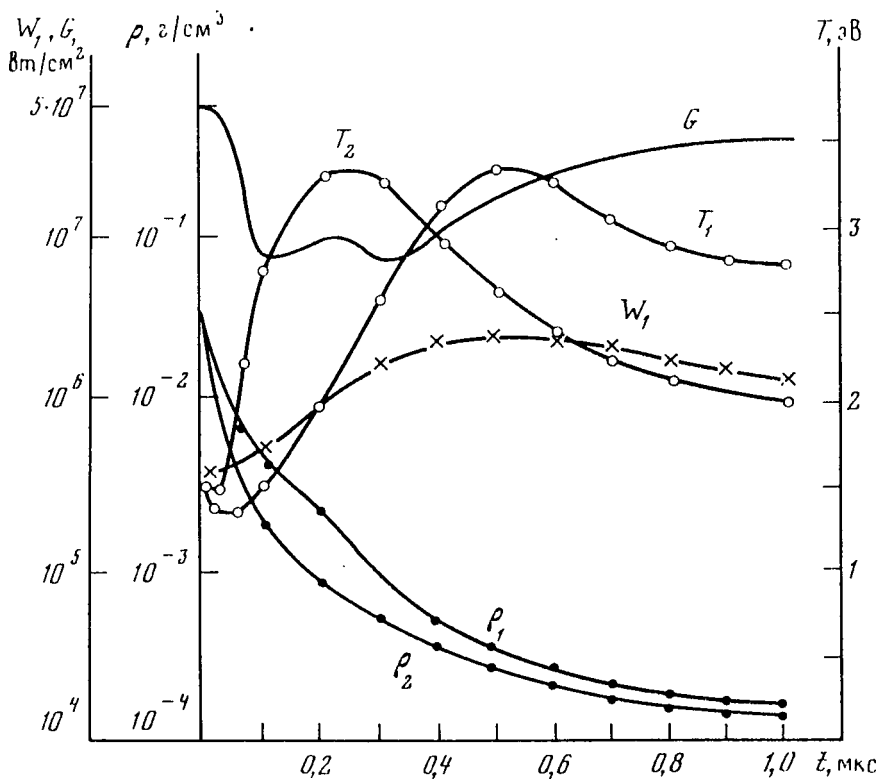


Рис. 4

Анализ соотношения вклада газодинамического и радиационного механизмов переноса энергии показал, что на начальной стадии развития  $t < 0,2$  мкс доминирующую роль играют газодинамические процессы. При  $t \approx 0,1$  мкс затраты энергии на нагрев газа собственным излучением и за счет работы сил сжатия относятся как 1:10. Затраты на газодинамические расширение и высвечивание примерно равны. Но уже при  $t = 0,3$  мкс соотношение существенно образом меняется. Отношение затрат на нагрев газа равно 50 : 1, а потери на излучение и расширение оцениваются в соотношении 4 : 1. При  $t > 0,8$  мкс газодинамические процессы практически не играют существенной роли. Однако с течением времени уменьшаются и величины лучистых потоков (рис. 4), что связано с понижением температуры в горячей области.

Величина потока собственного излучения, покидающего рассматриваемую область и уходящего на бесконечность, равна  $W \approx 10^6$  Вт/см<sup>3</sup>, что примерно на порядок выше, чем для случая  $P = 100$  атм (4).

Несомненный интерес представляет определение величин потоков собственного и лазерного излучений, достигающих поверхности и определяющих ее тепловой режим. На рис. 4 представлены временные зависимости  $W_1(t)$  и  $G(t)$ . Величина потока собственного излучения  $W_1$ , идущего на мишень, достигает величины  $3 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, затем снижается до  $1,6 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Радиус воздействия при  $t = 1$  мкс  $r \sim 600$  мкм. Зависимость величины лазерного потока (радиус воздействия 250 мкм), достигающего поверхности, имеет два ярко выраженных минимума. Минимум при  $t \approx 0,1$  мкс ( $G = 6,5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>) обусловлен интенсивным поглощением лазерного потока  $G_{\text{п}} \sim 0,9 G_0$  в области 2. Второй минимум при  $t = 0,3$  мкс ( $G = 6 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>) определяется поглощением в области 1. Затем в результате просветления горячей области, вызванного уменьшением плотностей  $\rho_1$  и  $\rho_2$  до величин  $\rho_1 = 1,4 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup> и  $\rho_2 = 1,3 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup>, поток  $G$  на поверхности достигает величины  $G = 3,9 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. Таким образом, через 1 мкс после начала воздействия поверхности мишени достигает уже около 80% лазерного излучения и эффекта экранирования поверхности плазмен-

ным облаком при исходном давлении 30 атм не происходит. Это, по-видимому, является основной причиной разрушения поверхности, наблюдаемого в экспериментах (<sup>1</sup>, <sup>2</sup>) при давлениях 30–50 атм.

Расчеты показали, что мощность лазерного излучения, необходимая для поддержания развития плазмы, практически не зависит от давления. Как и при 100 атм пороговое значение мощности при 30 атм равнялось 92 кВт, что соответствует  $G_0 = 4,4 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>.

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

Поступило  
27 X 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup>Н.И. Рыкалин, А.А. Углов, М.М. Низаметдинов, ЖЭТФ, т. 69, 2, 722 (1975). <sup>2</sup>Н.И. Рыкалин, А.А. Углов, М.М. Низаметдинов, ДАН, т. 218, № 2, 330 (1974). <sup>3</sup>А.Л. Галиев, Л.Л. Крапивин и др., ДАН, т. 251, № 2, 336 (1980). <sup>4</sup>В.И. Мажукин, Б.Н. Четверушкин, Препринт ИПМ АН СССР, № 115, 1980. <sup>5</sup>В.И. Мажукин, А.А. Углов, Б.Н. Четверушкин, Физ. и хим. обр. матер., № 6, 73 (1979). <sup>6</sup>М.И. Волчинская, Б.Н. Четверушкин, Журн. вычисл. матем. и матем. физ., т. 19, 5, 1262 (1979).