

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ,  
ПРОТЕКАЮЩИХ ПРИ ДЕЙСТВИИ  
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
УМЕРЕННОЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА  
НА МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПРЕГРАДУ В ВОЗДУХЕ**

*Г. С. Романов, Ю. А. Станкевич  
(Минск)*

Механизмы образования и развития плазменного слоя у поверхности металлической мишени, находящейся в воздухе и поглощающей интенсивное лазерное излучение, изучались как экспериментально, так и теоретически в ряде работ. Наиболее обстоятельными и определенными с точки зрения привязки данных измерений к параметрам лазерного импульса (гладкий моноимпульс неодимового лазера с длительностью  $\sim 1$  мкс) являются работы [1—8]. При этом экспериментально, а для фазы одномерного плоского расширения плазменного слоя и теоретически изучены последовательно сменяющие друг друга при возрастании плотности потока излучения механизмы дозвуковой радиационной волны (ДРВ), волны световой детонации (СДВ) и сверхзвуковой радиационной волны (СРВ).

Ввиду того, что в экспериментах обычно реализуются профилированные во времени импульсы излучения, а расчеты выполнены для постоянной плотности потока излучения, сопоставление эксперимента и теории в указанных работах проведено для некоторых избранных параметров процесса, таких как максимальное давление на мишени, максимальная скорость разлета плазменного слоя и некоторых других в интервалах времени  $t_* \sim r_n/c_*$ , ограниченных условием одномерного разлета ( $r_n$  — радиус облучаемой площадки на мишени,  $c_*$  — характерная скорость звука в плазменном слое,  $c_* \sim 10^5 - 10^6$  см/с). Это сопоставление показало удовлетворительное качественное, а по ряду названных выше параметров и количественное соответствие между теоретическими представлениями и наблюдаемыми явлениями.

Вместе с тем имеющаяся гораздо более подробная экспериментальная информация, чем та, которая использована при теоретическом анализе явлений в [1—8], позволяет рассмотреть вопрос о прямом численном моделировании совокупности наблюдаемых явлений на основе расчетной газодинамической модели [9—13], учитывающей одномерное и двумерное движение плазмы и окружающей среды под действием импульсов излучения с реализующимися в эксперименте распределениями интенсивности по сечению пучка и во времени. Такая расчетная модель и сопоставление полученных на ее основе данных о динамических характеристиках явлений с весьма полными результатами измерений, приведенными в [7], рассматриваются в данной работе. Таким образом, ниже в соответствии с данными [7] изучаются газодинамические процессы, протекающие у поверхности висмутовой мишени, облучаемой моноимпульсом лазерного излучения колоколообразной формы (с длительностью на уровне половинной мощности  $\tau_{1/2} \simeq 0,4 \div 0,5$  мкс) с длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм в диапазоне значений максимальной плотности потока излучения  $q_{\max} \sim 5 \div 300$  Вт/см<sup>2</sup> (так называемые «умеренные» плотности потоков), при которых реализуются режимы ДРВ и СДВ.

1. Используемая расчетная методика, включающая решение нестационарной осесимметричной задачи теплопроводности о нагреве и испа-

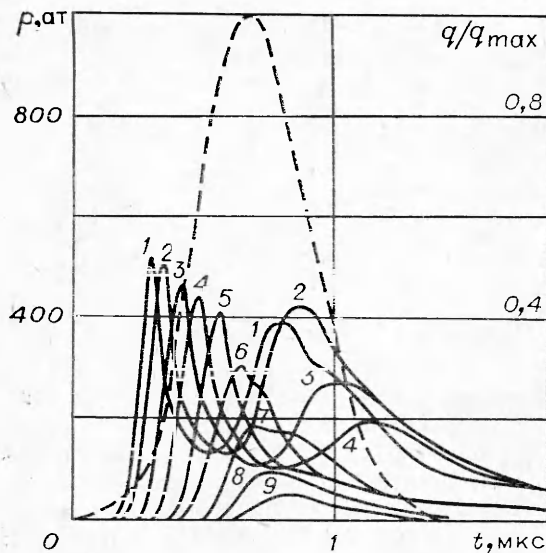


Рис. 1. Зависимости от времени интенсивности лазерного излучения и давления в центре пятна облучения на поверхности мишени.

$q_{\max}$ , МВт/см<sup>2</sup>: 1 — 200, 2 — 140, 3 — 70, 4 — 45, 5 — 25, 6 — 16, 7 — 10, 8 — 7, 9 — 5.

решение нестационарной осесимметричной газодинамической задачи о движении паров и вытесняемой ими газа окружающей преграду среды (воздуха), описана в [9—13], где она применялась для моделирования процессов формирования и динамики СДВ и СРВ у поверхности алюминиевой мишени в воздухе. Поэтому опишем ее кратко применительно к рассматриваемой задаче.

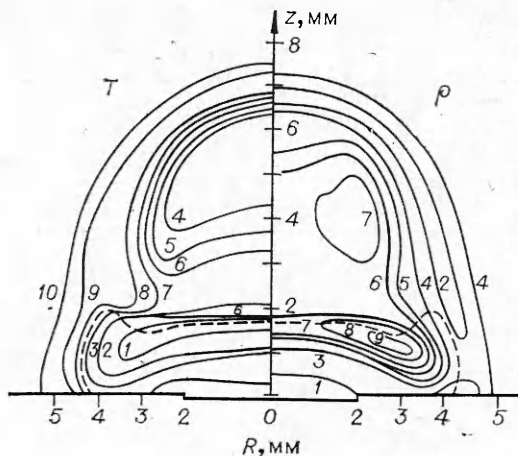
В соответствии с [7] предполагалось, что идущее к поверхности мишени излучение имеет постоянную в пределах сечения цилиндра радиусом 0,4 и 0,2 см интенсивность  $q_0 = q_0(t)$ , зависимость которой от времени задавалась таблично (рис. 1). При этом величина  $q_{\max}$  и полная плотность энергии  $E$  на мишени связаны соотношением  $E = 0,53 \cdot q_{\max}$ , а полная энергия  $E_0$  для мишени с  $r_{\text{ц}} = 0,4$  см определяется соотношением  $E_0 = 0,27 q_{\max}$ . Здесь  $q_{\max}$  выражено в МВт/см<sup>2</sup>,  $E$  — в Дж/см<sup>2</sup> и  $E_0$  в Дж. Коэффициент отражения поверхности  $R$  определялся ее температурой  $T_0$ , согласно данным работы [14], т. е. пары и разогретый под действием генерируемой ими ударной волны воздух частично (или полностью) поглощали как падающее, так и отраженное от поверхности излучение. Нагрев и испарение преграды под действием падающего на нее излучения с плотностью потока  $q_{\text{ц}}(r, t) = q_0(t) [1 - R(T_0)] \times \exp \left[ - \int_0^{\infty} \kappa_{\nu}(r, z) dz \right]$  (здесь  $\kappa_{\nu}$  — коэффициент поглощения парами и воз-

духом излучения,  $z$  отсчитывается по нормали к поверхности) происходили в области  $r \leq r_{\text{ц}}$ , при этом перенос тепла в мишени в радиальном направлении не учитывался, прогрев ее вглубь ( $z < 0$ ) определялся величиной подводимого к поверхности потока энергии  $q_{\text{ц}}(r, t)$ . Граничные условия для параметров паров у поверхности задавались в соответствии с [15], причем учитывалось противодействие окружающей среды; в соответствии с этим движение паров начиналось при нагреве поверхности выше температуры кипения, равной для висмута  $T_{\text{кип}} = 1830$  К [16].

Для описания движения паров и воздуха в эйлеровой системе координат использовался конечно-разностный метод «крупных частиц» [17], обобщенный на случай учета поглощения плазмой паров и воздуха падающего и отраженного излучения. Переизлучение энергии плазмой в отличие от [12, 13] не учитывалось, что связано с отсутствием данных по групповым коэффициентам поглощения паров висмута. Движение контактной границы между парами и воздухом прослеживалось с помощью маркеров — пассивных частиц, имеющих скорость, равную локальной скорости движения среды. Уравнение состояния и коэффициенты поглощения задавались таблично в виде зависимостей  $p = p(\rho, \epsilon)$

Рис. 2. Распределение температуры  $T$  и плотности  $\rho$  в плазменном факеле в момент времени  $t = 1,3$  мкс.

$T$ , эВ: 1—5,6; 2—3,2; 3—2,5; 4—1,8; 5—1,6; 6—1,4; 7—1,3; 8—1; 9—0,4; 10—0,022.  $\rho \cdot 10^3$ , г/см<sup>3</sup>: 1—10; 2—3,2; 3—1,6; 4—1,3; 5—0,6; 6—0,5; 7—0; 8—0,3; 9—0,25.



и  $\kappa_v = \kappa_v(\rho, \epsilon)$ , где  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $\epsilon$  — внутренняя энергия единицы массы среды, для воздуха в соответствии с таблицами [18], для паров висмута в соответствии с данными [19].

Расчетная сетка для решения газодинамической задачи до 34 ячеек по координате  $r$  (вдоль поверхности) и до 60 ячеек по координате  $z$  (нормально к поверхности), что обеспечивало удовлетворительное пространственное разрешение параметров течения. При подходе газодинамических возмущений к одной из границ расчетной области размеры расчетных ячеек в этом направлении удваивались, благодаря чему развитие течения среды прослеживалось в достаточно большом временном интервале. В рассматриваемом случае движение имело характер, близкий к одномерному, на протяжении значительной части импульса излучения (до  $t \sim 1$  мкс), что позволило существенно увеличить подробность описания движения в начале процесса путем введения ячеек  $\Delta z \ll \Delta r$ .

2. Расчеты проведены для вариантов  $q_{\text{max}} = 5, 7, 10, 12, 16, 25, 46, 70, 140, 200$  МВт/см<sup>2</sup>. Рассмотрение результатов начнем с рис. 2, на котором даны распределения параметров в плазменном факеле, образованном импульсом излучения с  $q_{\text{max}} = 200$  МВт/см<sup>2</sup>, действовавшим на висмутую мишень с  $r_{\text{ц}} = 0,2$  см. Момент времени  $t = 1,3$  мкс соответствует почти полному прекращению энерговыделения. Данный пример интересен, в частности, в том отношении, что здесь в процессе энерговыделения происходит смена режимов распространения плазменного фронта навстречу излучению: режим ДРВ сменяется режимом СДВ при достижении плотностью потока излучения на мишени величины  $q_{\text{ц}} \sim 130$  МВт/см<sup>2</sup> на переднем фронте импульса (при  $t \approx 0,5$  мкс). Распределение плотности в факеле обнаруживает четко выраженный минимум  $\sim 5 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>3</sup> (плотность воздуха вне факела  $\rho = 1,29 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>) в средней его части в области на расстоянии от 2 до 5 мм от поверхности. На теневых фотографиях факела для таких же условий, приведенных в [6, 7] для алюминиевой мишени (как следует из расчетов, последнее обстоятельство не меняет дела, так как пары при использовании алюминиевой и висмутовой мишеней расположены значительно ближе к поверхности, чем указанная область), на расстояниях  $\sim 3-5$  мм ясно видна более прозрачная дискообразная область, которая может быть отождествлена с указанным минимумом плотности. Общая форма, а также размеры факела в осевом и поперечном направлениях, измеренные по теневой картине из [6, 7] и по рис. 2, также близки между собой. Уже из этого следует, что приведенный расчет удовлетворительно передает динамику явления на протяжении всего импульса излучения.

Рассмотрим более подробно пространственно-временные зависимости параметров для двух характерных вариантов расчетов. На рис. 3 и 4 для  $q_{\text{max}} = 45$  и  $140$  МВт/см<sup>2</sup> соответственно представлены распределе-

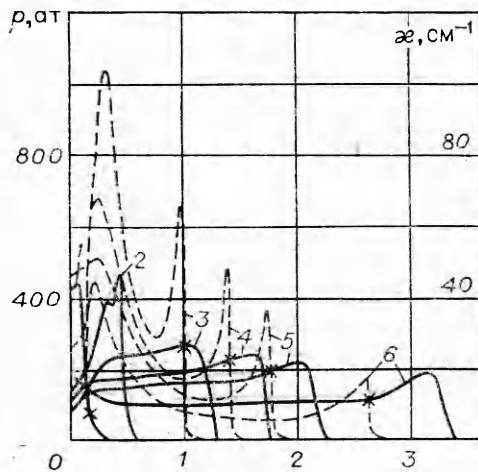


Рис. 3. Распределение вдоль оси  $z$  давления  $p$  (—) и коэффициента поглощения  $\kappa_\nu$  (---) для  $q_{\max} = 45$  МВт/см<sup>2</sup> в моменты времени  $t$ , мкс: 1 — 0,5, 2 — 0,63, 3 — 0,795, 4 — 0,9, 5 — 1,0, 6 — 1,26.

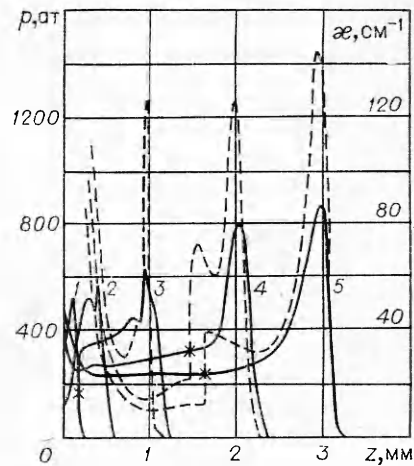


Рис. 4. Распределения вдоль оси  $z$  давления  $p$  (—) и коэффициента поглощения  $\kappa_\nu$  (---) для  $q_{\max} = 140$  МВт/см<sup>2</sup> в моменты времени  $t$ , мкс: 1 — 0,4, 2 — 0,5, 3 — 0,63, 4 — 0,795, 5 — 0,9.

ния параметров в направлении  $z$  при  $r = 0$  в различные моменты времени в пределах длительности импульса излучения. В этих условиях картина движения в приосевой области факела еще близка к одномерной, хотя боковое его расширение вдоль поверхности мишени может влиять на интегральные характеристики (импульс отдачи и др.). Видно, что оптическая толщина паров велика для обоих вариантов при  $t \geq 0,6 \div 0,8$  мкс, но формирование СДВ оказывается возможным только при достаточной для этого величине  $q$ : для второго варианта при  $t \sim 0,6$  мкс, когда  $q \approx 130$  МВт/см<sup>2</sup>. Интенсивность ударной волны, генерируемой парами в воздухе, здесь достаточно велика для того, чтобы ударно-сжатый слой начал полностью поглощать излучение в области фронта волны и сформировался светодетонационный комплекс.

Оба варианта расчета характеризуются большими величинами температуры паров — до 5—7 эВ. Эти температуры, рассчитанные без учета процессов радиационного остывания паров, являются, по-видимому, завышенными примерно на 30%, как это отмечается в [5] и следует из оценки равенства радиационного и падающего извне потоков излучения. Температура воздуха между контактной границей и фронтом ударной волны существенно ниже: в первом варианте она менее 1 эВ, во втором к моменту времени  $\sim 0,6$  мкс и далее начинает превышать 1 эВ, что достаточно для переброса поглощения с паров на воздух [20].

Переход от режима ДРВ к СДВ совершается в рассмотренном случае под действием сил газодинамического характера — поршневое действие паров на воздух является определяющим в процессе повышения его температуры до температуры инициирования поглощения  $T_* \sim 1,2 \div 1,5$  эВ [20]. Оценки же скорости распространения ДРВ, согласно [20], показывают, что в данных условиях отличие от ее массовой скорости движения среды в области контактной границы еще мало, т. е. действительно движение плазменного фронта определяется газодинамическими процессами. В дополнение к этому укажем на практически полное совпадение измеренных в [7] и полученных в расчете максимальных скоростей разлета  $u_{\max}$  плазменного фронта от поверхности как в области существования режима ДРВ, так и в области значений  $q_{\max} > 130$  МВт/см<sup>2</sup>, обеспечивающих переход к режиму СДВ в процессе

воздействия: при  $q_{\max} = 50, 140, 200 \text{ МВт/см}^2$  эти скорости составили  $u_{\max} = 4, 8, 11 \text{ км/с}$  соответственно. Совпадают также измеренные и рассчитанные годографы фронта факела.

Рассмотрим зависимости от времени давления в центре мишени для вариантов расчетов с разным значением  $q_{\max}$  (см. рис. 1). Здесь, как и в экспериментах [1, 7], наблюдаются два четко выраженных максимума давления — первый, соответствующий испарению мишени, и второй, отвечающий приходу на поверхность возмущений из области вспышки поглощения на границе пары — воздух. В расчетах время наступления второго максимума несколько меньше, чем в эксперименте [7], а величина его  $p_{\max}$  при  $q_{\max} > 100 \text{ МВт/см}^2$  несколько больше. Здесь

нужно иметь в виду, что в эксперименте регистрировалось давление, усредненное по поверхности датчика (и мишени). Если расчетное давление усреднить по мишени, то величина  $p_{\max}$  уменьшится (вследствие двумерности движения паров), при дальнейшем увеличении поверхности усреднения указанные различия продолжают уменьшаться, однако некоторая разница остается. Это может быть связано как с особенностями регистрирующей системы в [7] (определенная инерционность датчика давления, имеющийся некоторый произвол в совмещении осциллограмм импульсов излучения и давления и т. д.), так и с неполным воспроизведением параметров импульса излучения в расчете (например, неучтенная в расчетах неравномерность распределения интенсивности излучения по пятну оценивается в [7] величиной  $+20\%$ ). В то же время, как и в [7],  $p_{\max}$  несколько падает начиная с  $q_{\max} \sim 130 \text{ МВт/см}^2$ .

Определенный интерес представляет величина удельного импульса отдачи  $\eta$  — отношение импульса отдачи  $I$ , действующего на мишень, к величине подведенной к мишени энергии  $E_0$  ( $\eta = I/E_0$ ). Величина  $\eta$  к моменту  $t = 20 \text{ мкс}$  от начала импульса излучения в зависимости от  $q_{\max}$  изображена на рис. 5, из которого видно, что расхождение между расчетом и экспериментом не превышает разброса результатов измерений. При этом воспроизводится и характер зависимости  $\eta$  от  $q_{\max}$  — нарастание  $\eta$  вплоть до  $q_{\max} \approx 10 \text{ МВт/см}^2$ , связанное с увеличением массы паров и уменьшением потерь на теплопроводность в мишени, относительно плавный спад в области  $q_{\max} \leq 100 \text{ МВт/см}^2$ , вызванный поглощением излучения в парах и увеличением потерь энергии на их разогрев, наконец, более крутой спад при  $q_{\max} > 100 \text{ МВт/см}^2$ , вызванный образованием СДВ и более быстрым уходом фронта поглощения от поверхности, а также большим влиянием двумерности.

Таким образом, совокупность приведенных расчетных данных и их сопоставление с экспериментом [6, 7] показывают, что описанная расчетная модель правильно передает ход газодинамических процессов у поверхности мишени в одномерной и двумерной фазах их развития.

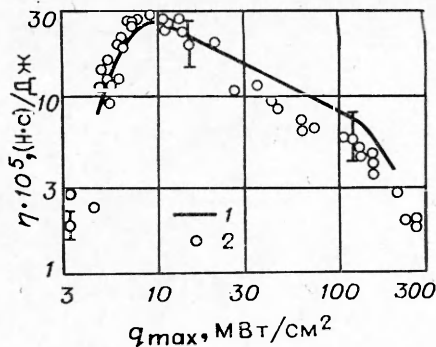


Рис. 5. Зависимость удельного импульса отдачи от максимальной плотности потока лазерного излучения.

1 — расчет; 2 — [7].

Поступила в редакцию  
3/Х 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Козлова, А. И. Петрухин и др. ФГВ, 1975, 11, 4, 650.
2. Н. Н. Козлова, И. Э. Маркович и др. Квантовая электроника, 1975, 2, 9, 1930.

3. А. И. Петрухин, Ю. Е. Плешанов, В. А. Рыбаков. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 4, 158.
4. И. В. Немчинов, Т. И. Орлова. Физика плазмы, 1978, 4, 4, 949.
5. И. В. Немчинов, И. А. Полозова и др. Квантовая электроника, 1979, 6, 6, 1223.
6. И. В. Немчинов, А. И. Петрухин и др. Докл. АН СССР, 1979, 244, 4, 877.
7. И. Э. Маркович, А. И. Петрухин и др. ФГВ, 1979, 15, 4, 30.
8. Л. П. Маркелова, И. В. Немчинов и др. ФГВ, 1979, 15, 4, 37.
9. Г. С. Романов, Ю. А. Станкевич. Докл. АН БССР, 1977, 21, 6, 503.
10. Г. С. Романов, Ю. А. Станкевич.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 29. Новосибирск, 1977.
11. Г. С. Романов, Ю. А. Станкевич. Тез. докл. III Всесоюз. конф. по динамике излучающего газа. М., 1977.
12. А. М. Бонч-Бруевич, В. И. Зинченко и др. Тез. докл. IV Всесоюз. совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1978.
13. М. А. Ельяшевич, Г. С. Романов, Ю. А. Станкевич. Тез. докл. IV Всесоюз. конф. по динамике излучающего газа. М., 1980.
14. А. П. Голубь, И. Э. Маркович и др. Деп. ВИНТИ, № 3300-79, 1979.
15. С. И. Анисимов, Я. А. Имас и др. Действия излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
16. М. П. Славинский. Физико-химические свойства элементов. М.: Metallurgizdat, 1952.
17. О. М. Белоцерковский, Ю. М. Давыдов. ЖВМ и МФ, 1971, 11, 1, 182.
18. Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965.
19. М. А. Ельяшевич, Ф. Н. Боровик и др. Тез. докл. IV Всесоюз. конф. по динамике излучающего газа. М., 1980.
20. Ю. П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
21. В. И. Бергельстон, Т. В. Лосева, И. В. Немчинов. ПМТФ, 1974, 4, 12.

## ОТКОЛ В СТАЛИ

*А. Г. Иванов, О. А. Клещевников, В. И. Цыпкин, В. Н. Минеев*  
(Москва)

Основной источник информации о прочности материалов при экстремально больших скоростях нагружения и малых временах ( $10^{-8}$ — $10^{-6}$  с) действия напряжений — изучение явления откола (разрушения при взаимодействии волн растяжения). Информация, получаемая в экспериментах по отколу, в большинстве случаев относится не к сечению, где происходит разрушение, а к свободной границе, удаленной на толщину откольного слоя. При этом предполагается, что параметры входящего на свободную поверхность падающего импульса сжатия не претерпели каких-либо изменений на пути от сечения откола до свободной границы. Естественно, что такое рассмотрение приближенно справедливо, если материал обладает малым внутренним трением. Для материалов с большим внутренним трением или для условий, приводящих к резкому росту внутреннего трения (перестройка материала за счет возбуждения дополнительных степеней свободы, фазовые переходы, большая пластическая деформация [1]), такое приближение может оказаться неверным и приведет к занижению результатов.

Очевидно, что для исключения такой опасности необходимо знание величины внутреннего трения у материала, подвергнутого ударно-волновому воздействию. Информацию такого рода можно почерпнуть непосредственно из опытов по отколу, если регистрировать затухание во времени упругого импульса, оставшегося в отколовшемся слое материала [2, 3]. Такие опыты проведены и представлены в данной работе.