

УДК 533.72:535.233

© 1993 г. Т. В. ЛОСЕВА, И. В. НЕМЧИНОВ

ДОЗВУКОВЫЕ РАДИАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ

Существует глубокая, хотя и неполная аналогия между процессами распространения оптических разрядов и процессами горения и детонации горючих веществ. Это позволяет при исследовании газодинамических и тепловых явлений, возникающих в среде при взаимодействии мощных потоков лазерного излучения с преградой на стадии, когда плазменный фронт движется навстречу лазерному лучу, обращаться к идеям и методам теории горения.

Эрозионная плазма, возникающая над преградой и поглощающая лазерное излучение, расширяется и генерирует в окружающем воздухе ударную волну (УВ). При высоких интенсивностях падающего излучения скорость УВ и нагрев на ее фронте становятся настолько значительными, что поглощение начинается непосредственно за фронтом УВ — возникает режим световой детонации [1]. При низких интенсивностях лазерного излучения газ непосредственно за фронтом УВ оказывается прозрачным для падающего излучения, которое поглощается лишь на некотором расстоянии от УВ — на границе горячей плазмы. Масса этой плазмы не остается постоянной. Благодаря молекулярной или электронной теплопроводности, а также лучистому переносу энергии происходит разогрев окружающего плазму холодного газа. Навстречу лазерному излучению распространяется граница непрозрачности и нагрева газа — волна поглощения или светового горения. Если скорость этой границы намного меньше скорости звука и давление близко к атмосферному, возникают медленные волны светового горения (скорости ~ 10 м/с) [2—4].

В промежуточной области интенсивностей излучения лазера давление намного превосходит атмосферное, а скорость границы плазмы относительно преграды оказывается больше скорости звука. Возникают быстрые волны светового горения (скорости $\sim 1—5$ км/с) [4]. Однако скорость продвижения плазменного фронта относительно частиц газа, сжатого за фронтом УВ, меньше скорости звука как в самой горячей плазме, так и в более холодном газе ударно-сжатого слоя. Волна светового горения оказывается волной дефлаграционного типа. Для случая, когда доминирующим механизмом теплопередачи является лучистый перенос, такие медленные или быстрые волны поглощения были названы дозвуковыми радиационными волнами [5—7].

Интенсивный лучистый теплообмен позволяет получить сколь угодно большие скорости фронта волны горения, в том числе близкие к скорости УВ. Более того, при высоких плотностях потока подводимой энергии в отличие от обычного химического горения возможны и реально наблюдаются даже сверхзвуковые радиационные волны, обгоняющие фронт УВ [8, 9].

Основная задача, возникающая при исследовании распространения дозвуковой радиационной волны под действием лазерного излучения, — выяснение механизмов ее распространения, определение скорости, выявление структуры волны. Определяющими факторами при этом являются характеристики лазерного импульса: длительность, мощность, длина волны лазерного импульса, а также свойства окружающей преграду газовой среды.

Анализ общих закономерностей распространения плоских дозвуковых радиационных волн проводился на базе простой стационарной модели [8].

1. Стационарная модель с неравновесным излучением. Пусть интенсивность источника недостаточна для возникновения световой детонации. В этом случае температура газа T , за фронтом УВ низка, падающее излучение свободно проходит сквозь фронт УВ и область газа за ней и начинает поглощаться лишь на границе плазмы. Нагрев и расширение плазмы, в которой происходит выделение энергии

излучения источника и ее перераспределение благодаря переносу собственного теплового излучения, осуществляется медленно, так что за время подвода энергии звуковые возмущения успевают многократно распространиться по горячему объему, приводя к выравниванию давления в нем ($P_0 = P(t)$). Величина P_0 находится из представлений о режиме «выталкивания» [5].

В случае, когда плотность потока q_0 лазерного излучения и плотность ρ_0 холодного газа перед УВ не зависят от времени, давление P_0 и скорость газа U_0 на границе поглощающего слоя постоянны. Тогда скорость сравнительно холодного и прозрачного для излучения источника газа в области между плазменным фронтом и фронтом УВ также постоянна, причем $U_0 = U$, $P_0 = P$, где U и P — параметры за фронтом УВ. Если УВ сильная, то согласно [5]

$$P_0 = G(\gamma, \gamma_r)(q_0 - q_{r0})^{2/3} \rho_0^{1/3}, \quad U_0 = B(\gamma, \gamma_r)(q_0 - q_{r0})^{1/3} \rho_0^{-1/3} \quad (1.1)$$

Здесь γ — показатель адиабаты в горячем газе, γ_r — в холодном газе за фронтом УВ, q_{r0} — плотность потока излучения, уходящего из рассматриваемой области на ∞ .

Рассмотрим стационарную структуру дозвуковой радиационной волны. Так как для лазерного излучения длинноволнового диапазона ($\lambda = 1-10$ мкм) рост коэффициента поглощения с температурой весьма быстрый, можно принять, что существует некоторая температура «поджига» T_* , соответствующая области резкого возрастания коэффициента поглощения. Разогрев до T_* осуществляется поглощением теплового излучения, испущенного горячей областью. Это приводит к ионизации газа и интенсивному поглощению лазерного излучения. Назовем фронтом дозвуковой радиационной волны узкую зону повышения температуры от T_* до максимальной температуры T_m . За фронтом волны температура меняется по пространству сравнительно слабо, несколько охлаждаясь за счет лучеиспускания — вдали от фронта возникает температурное «плато» ($T = T_\infty$, $T_\infty < T_m$). Перед фронтом в области $T_* < T < T_m$, прозрачной для монохроматического излучения источника, прогрев газа осуществляется в основном ультрафиолетовым излучением сплошного спектра, испускаемым горячим воздухом.

Переходя к системе координат, движущейся с фронтом волны, получим из уравнения сохранения энергии его первый интеграл и следующие из него соотношения

$$-\mu_r h + q_r - q_l = \text{const} \quad (1.2)$$

$$\mu_r (h_\infty - h_r) = q_0 - \sigma T_\infty^4 \chi \quad (1.3)$$

$$\mu_r (h_* - h_r) = \sigma T_\infty^4 (1 - \chi), \quad \mu_r (h_m - h_*) = q_0$$

Здесь h — удельная энтальпия ($h_m = h(T_m, P_0)$, $h_* = h(T_*, P_0)$, $h_r = h(T_r, P_0)$), μ_r — расход массы через фронт, q_{l0} — плотность потока лазерного излучения, q_r — плотность потока теплового излучения плазмы, χ — доля излучения, свободно уходящего с фронта на большие расстояния («потери на излучение»), соответственно $(1 - \chi)$ — доля поглощающейся энергии, σ — постоянная Стефана — Больцмана. При достаточно высоких температурах плазмы основная часть спектра испускаемого ею излучения лежит вне окна прозрачности холодного газа, поэтому доля энергии, поглощенной перед фронтом радиационной волны, близка к единице. Пренебрегая нагревом газа за фронтом УВ, т. е. считая $h_r = 0$, получим из (1.3)

$$h_\infty/h_* = q_0/\sigma T_m^4, \quad h_\infty = h_m - h_* \quad (1.4)$$

Из (1.4) следует, что $h_\infty < h_m$, т. е. имеет место «заброс» температуры на величину $\approx T_*$. Если $h_m \gg h_*$, то заброс невелик и $h_\infty \approx h_m$, $T_\infty \approx T_m$.

Величина T_* может быть оценена из условия равенства энерговыделения при поглощении лазерного излучения и излучения сплошного спектра высокотемпературной области T_∞ и требует знания спектра существенно неравновесного излучения (сильно отличающегося от спектра в горячей области). Задача несколько облегчается тем, что коэффициент поглощения лазерного излучения длинноволновых лазеров резко изменяется с температурой вблизи T_* , что сужает диапазон возможных значений T_* до весьма узкого, зависящего от вида газа и длины волны лазерного излучения интервала (1—2 эВ).

При известном значении T_* соотношения (1.4) могут быть использованы для приближенного определения скорости распространения волны и ее основных параметров: $D_r = \mu_r/p_s$, T_s , T_m , T_∞ , P_0 , U_0 . Аппроксимируем зависимость $h(T)$ степенной функцией $h \sim T^\omega$. Из (1.4) при типичном для воздуха показателе степени $\omega = 3/2 - 5/3$ получим

$$T_m \sim q_0^{0,18}, \quad \mu_r \sim q_0^{0,72} \quad (1.5)$$

из которых следует слабый рост T_m с увеличением q_0 .

При росте q_0 и соответственно амплитуды УВ температура газа за ее фронтом T_r приближается к температуре поджига T_* , уменьшается разность $h_* - h_r$. Поскольку правая часть второго из соотношений (1.3) может уменьшаться, но остается конечной, то, при $h_* \rightarrow h_r$, получаем $\mu_r \rightarrow \infty$, а согласно последнему из (1.3), h_m уменьшается, приближаясь к h_* .

Таким образом, величина h_m по мере роста q_0 достигает некоторого максимального значения, а затем уменьшается. Увеличение μ_r может привести к тому, что фронт горения догонит фронт УВ и они сольются, образуя светодетонационный комплекс. Вместе с тем состояние с $T_r \approx T_*$ должно быть неустойчивым. В самом деле, за счет газодинамических возмущений, распространяющихся по плазме и ударно сжатому слою, температура за фронтом УВ может превысить T_* , что приведет к поглощению лазерного излучения перед фронтом и возникновению так называемой «вспышечной» неустойчивости.

Для достаточно корректного определения «эффективной» величины T_* необходим прямой численный расчет соответствующей задачи, который позволяет также получить подробные распределения основных физических параметров, спектры излучения внутри плазмы и в окружающем горячем воздухе.

2. Численные расчеты задачи о распространении плоских дозвуковых радиационных волн. Задача эволюции плоского ионизованного слоя, первоначально созданного над преградой и способного поглощать и испускать тепловое излучение плазмы, описывалась в рамках системы уравнений плоскосимметричной нестационарной равновесной однотемпературной радиационной газодинамики. Плотность потока излучения находилась интегрированием уравнений переноса излучения в условиях локального термодинамического равновесия. Применялся метод осреднения уравнений переноса излучения по углам и частотам [10], который позволил достаточно подробно учесть спектральный и угловой состав излучения: вводилось более 400 спектральных интервалов, большинство которых имело ширину 0,03 эВ. Использовались детальные таблицы оптических и термодинамических свойств горячего воздуха [11—13]. Интенсивность излучения определялась для 24 лучей. Отдельно решалось уравнение переноса монохроматического излучения источника. Поскольку при малых плотностях потока теплопроводность может играть определяющую роль, в соответствующих вариантах учитывались молекулярная и электронная теплопроводности. Для повышения точности расчетов использовалась неравномерная сетка по лагранжевой координате со сгущением у преграды при ее наличии, а также на фронтах ударной и радиационной волн, что позволяло определять детальную структуру радиационных волн.

λ , мкм	T_m , эВ	T_* , эВ	T_s , эВ	μ_r , г/см ² с	μ_s , г/см ² с	D_r , км/с	D_s , км/с	P_s , бар	P_w , бар	q_w , МВт/см	q_∞ , МВт/см ²
10,6	2,50	1,16	0,15	30	240	1,7	1,9	37	36	0,58	0,26
1,06	2,73	1,8	0,13	10,2	220	1,32	1,7	30	32	1,11	0,61
0,58	2,75	0,92	0,13	16,0	220	1,38	1,7	30	30	1,23	0,49
0,45	2,50	0,90	0,13	20,0	185	1,43	1,67	29	29	1,34	0,36
0,31	2,3	0,65	0,13	22,5	185	0,93	1,67	29	29	1,10	0,21

Численные расчеты задачи о распространении в воздухе при нормальном давлении дозвуковой радиационной волны, поддерживаемой излучением Nd- и CO₂-лазеров, в диапазоне изменения плотностей потоков лазерного излучения, соответствующем всей области существования режима, позволили установить основные закономерности изменения газодинамических и радиационных характеристик плазмы и выявить детальную структуру фронта волны.

Зависимости параметров волн в воздухе при нормальном давлении от плотностей потоков лазерного излучения q_0 (при $\lambda = 10,6$ мкм $q_0 = 0,1 - 5$ МВт/см², при $\lambda = 1,06$ мкм $q_0 = 5 - 50$ МВт/см²) — от значений, близких к нижним порогам поддержания, до перехода в режим световой детонации приведены в [5, 6, 14—17]. Полученная в расчетах картина распространения дозвуковой радиационной волны на ее квазистационарной стадии качественно соответствует описанной в модели. Область резкого изменения температуры — фронт волны — занимает сравнительно небольшую часть всей массы. За точкой максимума температуры плазма остывает до величины, слабо изменяющейся до преграды. Перед фронтом возникает протяженный прогретный слой, связанный с различным характером поглощения излучения плазмы в различных частях спектра. Количественно оценки параметров и их зависимостей от q_0 по модели стационарной волны дают неплохое согласие их с расчетными при известном, полученном в расчетах значении T_* . Для нахождения точных параметров плазмы и УВ, определения спектральных характеристик излучения, выходящего навстречу лазерному лучу и падающего на преграду, необходимо решение спектральной задачи.

Сопоставление [14] результатов расчетов с результатами соответствующих экспериментов по скоростям, яркостным температурам плазмы, ее излучательным характеристикам дает неплохое согласие, что делает обоснованным применение рассматриваемой теории для описания эволюции плазмы в рассматриваемом диапазоне плотностей потоков излучения Nd- и CO₂-лазеров.

Приведем результаты численных расчетов параметров дозвуковых радиационных волн, поддерживаемых излучением лазеров различных длин волн. При уменьшении длины волны лазерного излучения вплоть до $\lambda = 0,31$ мкм наблюдается установление квазистационарного режима распространения волны поглощения и нагрева, бегущей вслед за УВ. Картины распределения параметров для $\lambda = 0,31 - 10$ мкм качественно похожи друг на друга, однако ширина фронта с уменьшением λ увеличивается в соответствии с изменением оптических свойств. С уменьшением λ снижается и превышение максимальной температуры над температурой вдали от фронта.

В табл. 1 приведены основные параметры, соответствующие началу квазистационарной стадии для различных λ при $q_0 = 5$ МВт/см². Здесь D_r, D_s — скорости фронтов радиационной и ударной волн в км/с, P_s, P_w — давления за фронтом УВ и на преграде в бар, q_w, q_∞ — плотности потоков теплового излучения, направленных в сторону преграды и навстречу лазерному лучу, в МВт/см².

В развитой стадии волны при фиксированной плотности потока излучения с изменением длины волны лазера величины T_m, μ_s, D_s и среднее давление в плазме $P = P_w$ изменяются слабо. Наоборот, изменение величин μ_r (в 2—3 раза) и T_* велико.

При уменьшении длины волны — до 0,259 и 0,229 мкм наблюдается переход к режиму световой детонации, что соответствует результатам [18]. Воздух, нагретый в УВ до температуры 0,39 эВ, интенсивно поглощает лазерное излучение в отличие от случая больших λ (скажем, 0,31 мкм). Температура же в точке Жуге (0,56 эВ), наоборот, намного ниже, чем в случае дозвуковой радиационной волны. Скорость детонационного комплекса (3,2 км/с) в 1,7—2 раза превышает скорость УВ, бегущей впереди радиационной.

При увеличении длины волны и возрастании пробега лазерного излучения в горячей плазме

меняется и характер лучистого теплообмена. Для $\lambda = 1 - 10$ мкм лазерные пробеги намного меньше средних пробегов теплового излучения и перенос излучения в радиационной волне носит существенно неравновесный характер. Для $\lambda = 0,31$ мкм ситуация противоположная.

3. Стационарная модель дозвуковой радиационной волны, поддерживаемой излучением УФ-лазеров. Особенностью дозвуковых радиационных волн, поддерживаемых излучением лазеров УФ-диапазона, являются близость длины пробега l_0 лазерного излучения к росселандовым средним пробегам l_R и достаточно большая оптическая толщина фронта волны поглощения для собственного теплового излучения плазмы. Это позволяет использовать для переноса энергии собственным излучением плазмы приближение лучистой теплопроводности.

Уравнение переноса лазерного излучения имеет вид

$$q_l = q_0 e^{-\tau}, \quad l_0 \frac{\partial \tau}{\partial x} = -1, \quad (3.1)$$

где τ — оптическая толщина для лазерного излучения. Плотность потока собственного излучения плазмы в приближении лучистой теплопроводности определяется выражением

$$q_r = -\frac{16}{3} \sigma T^3 l_R \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{16}{3} \sigma T^3 \frac{l_R(T, P)}{l_0(T, P)} \frac{\partial T}{\partial \tau} \quad (3.2)$$

Аппроксимируем h , l_R , l_0 степенными законами

$$h = WP_0^\omega T^\alpha, \quad l_R = aP_0^\beta T^\alpha, \quad l_0 = bP_0^\delta T^\beta \quad (3.3)$$

После подстановки (3.1) — (3.3) в (1.2) получим

$$-A\theta^{3-\beta+\alpha} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = 1 - \theta^\omega - e^{-\tau}, \quad \theta = T/T_m \quad (3.4)$$

$$A = \frac{16}{3} \frac{\sigma T_m^4 l_R^m}{l_0^m q_0}, \quad l_R^m = l_R(T_m, P_0), \quad l_0^m = l_0(T_m, P_0), \quad 0 < \theta < 1, \quad \theta \rightarrow 1 \quad (\tau \rightarrow \infty) \quad (3.5)$$

Зависимость $P_0(q_0)$ находим из (1.1). Если выразить P_0 в бар, q_0 — в МВт/см² и ρ_0 в г/см³, то коэффициент $G \approx 15$. Отметим, что P_0 и U_0 , полученные по (1.1) при сравнительно низких q_0 , неплохо согласуются с результатами численных расчетов для всех λ (в пределах 10%).

Единственной интегральной кривой уравнения (3.4), удовлетворяющей граничному условию (3.5), соответствует значение $A = 7,8$ (при типичных значениях $\omega = 1,42$ и $3 + \beta - \alpha = 5,49$). Профиль нелинейной тепловой волны, описанный этой кривой, является асимптотикой нестационарной задачи и совпадает с профилем температуры вблизи фронта волны, полученным в численных расчетах.

Физический смысл параметра A очевиден. Ширина плазменного фронта порядка l_0^m , а следовательно, плотность потока теплового излучения внутри него $q_r \sim \frac{16}{3} \sigma T_m^4 l_R^m / l_0^m$ и при этом она должна быть пропорциональна плотности потока лазерного излучения q_0 . Значит, параметр A должен оставаться постоянным.

Используя найденное значение $A = 7,8$, имеем

$$\sigma T_m^4 = 1,46 q_0 l_0^m / l_R^m \quad (3.6)$$

Пренебрегая потерями энергии на излучение ($\chi \ll 1$) и нагревом газа за фронтом УВ ($h_s \ll h_m$), из (1.2) получим

$$\mu h_m = q_0 \quad (3.7)$$

Из (3.6) и (3.7) при $\omega = 1,42$, $\alpha = 1,55$, $\beta = -0,94$ находим для квазиравно-

q_0 , МВт/см ²	T_∞ , эВ	μ_r , г/ /см ² с	μ_s , г/см ² с	D_r , км/с	D_s , км/с	P_s , бар	P_w , бар	W	c , км/с
2	1,9	27	190	1,1	1,4	25	25	0,006	4,1
5	2,2	52	230	1,8	2,0	50	40	0,008	4,8
10	2,5	80	330	2,4	2,6	85	63	0,010	5,1
20	2,9	130	440	3,1	3,5	135	105	0,024	5,5
30	3,0	190	520	3,7	4,1	180	130	0,026	5,8
40	3,1	250	570	4,1	4,5	230	150	0,046	5,9

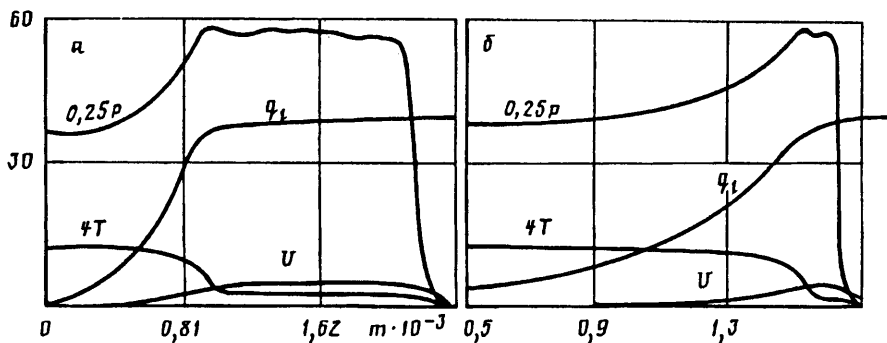
весных дозвуковых радиационных волн коротковолновых лазеров $T_m \sim q_0^{0,17}$, $\mu_r \sim q_0^{0,76}$.

Это не сильно отличается от полученных выше аналогичных зависимостей неравновесных волн длинноволновых лазеров (1.5), несмотря на совершенно различный физический смысл выражений (3.6) и первого из (1.4). Чисто «механические» параметры, такие, как величины давления в плазме, скорости расширения и УВ, при отсутствие потерь не зависят от того, равновесным или неравновесным является перенос теплового излучения. Важно лишь то, что в обоих случаях, как это следует из решения радиационной задачи, температуры плазмы достаточно велики, а значит, велики и скорости звука — давление в плазме успевает выравниваться.

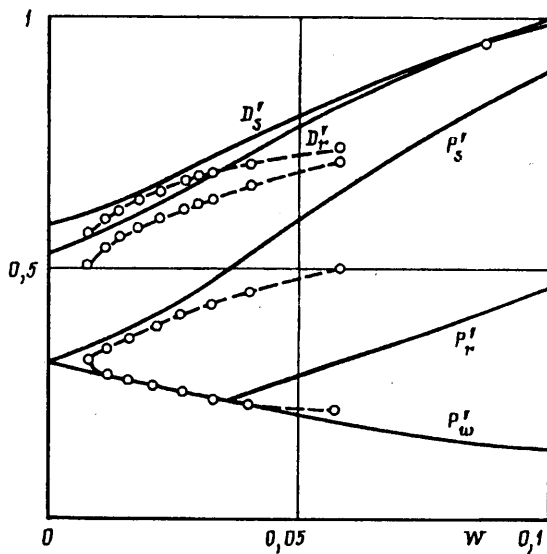
Основные параметры дозвуковой радиационной волны, полученные в результате спектральных расчетов с использованием табличных значений термодинамических и оптических характеристик воздуха, согласуются с параметрами, полученными в результате расчетов с использованием приближения лучистой теплопроводности. При этом, поскольку в области самых низких температур вследствие быстрого роста росселандовых пробегов приближение лучистой теплопроводности становится неприменимым, использовался прием искусственного ограничения величины росселандова пробега l_r его значением при $T \approx 1$ эВ.

4. Зависимость параметров дозвуковых радиационных волн, поддерживаемых излучением УФ-лазеров, от плотности потока излучения. Для исследования использовались численные расчеты одномерной нестационарной задачи с учетом переноса излучения в приближении лучистой теплопроводности. В табл. 2 приведены основные параметры, полученные в результате этих расчетов для различных q_0 , МВт/см². Здесь T_∞ , эВ — температура вдали от фронта волны поглощения, c , км/с — скорость звука в горячей области, $W = \mu_r / (\rho_s (q_0 / \rho_0)^{1/3})$. Достаточно большая ширина фронта волны, характерная для коротковолновых лазеров (при $q_0 = 5$ МВт/см² она составляет примерно 15 см), быстро уменьшается с увеличением плотности потока и давления в плазме. Так, при $q_0 = 40$ МВт/см², когда максимальное давление достигает ≈ 230 бар, ширина фронта снижается примерно до 0,5 см и время установления квазистационарной структуры составляет 2—3 мкс. Однако при данной плотности потока уже перестает быть справедливым предположение о выравнивании давления в плазме.

На фиг. 1 представлены полученные в результате расчета распределения параметров за фронтом волны при $q_0 = 40$ МВт/см² для времени $t = 3$ мкс. Фигура 1, а соответствует распределению по массе m , г/см², 1, б — по расстоянию x , см. Видно, как за фронтом УВ на некотором расстоянии от него следует зона энерговыделения, в которой давление снижается примерно в 1,5 раза. Невыровненность давления связана с тем, что скорость звука (в данном случае $\approx 5,3$ км/с) уже сравнима со скоростью УВ (4,5 км/с) и скоростью фронта радиационной волны (4,1 км/с). Несмотря на геометрическую близость фронтов радиационной



Фиг. 1



Фиг. 2

и ударной волн, режим не является детонационным. Так, расход массы μ , через фронт радиационной волны в 2 раза ниже, чем расход массы μ , через фронт УВ. Такие режимы можно назвать преддетонационными.

Приведенный в табл. 2 безразмерный параметр W представляет собой безразмерную скорость движения дозвуковой радиационной волны по ударно сжатому газу. Как следует из теории двойных разрывов [19], примененной в [20] к случаю распространения лазерных волн поглощения, если считать, что энерговыделение происходит лишь в узкой зоне, этот параметр является единственным критерием, определяющим движение газа как перед зоной энерговыделения, в том числе движение самой УВ, так и за этой зоной, в том числе и в центрированной волне разрежения, возникающей при определенном значении W .

На фиг. 2 представлены зависимости характерных параметров на фронте ударной (индекс s) и радиационной (индекс r) волн от параметра W по результатам численных расчетов нестационарной радиационно-газодинамической задачи (точки) и по модели двойного разрыва [20] (сплошные кривые). Здесь $D' = D / (q_0^2 / \rho_0)^{1/3}$, $P' = P / (q_0 / \rho_0)^{1/3}$. Имеет место неплохое согласие тех и других расчетов. При значении $W = 0,037$ величины давления на преграде P_w становятся ниже, чем величины давления за радиационной волной P_r . Это связано с возникновением

за зоной «горения» волны разрежения. При больших значениях W выполняется условие Жуге. При $W = 0,087$ скорости D_1 и D_2 совпадают, что соответствует детонационному режиму.

Результаты расчетов, приведенные в табл. 2 для $\lambda = 0,31$ мкм, очень хорошо согласуются с зависимостями, полученными по теории двойных разрывов для $\lambda = 1$ мкм [20]. Это связано с тем, что в [20] для $\lambda = 1$ мкм принято значение $T_* \approx 0,6$ эВ. Для $\lambda = 0,31$ мкм, строго говоря, неприменима модель с неравновесным излучением и соотношения, использующие понятие температуры поджиги T_* . Но так как значения T_m для этих двух длин волн близки, а последнее из соотношений (1.3) при $h_m \gg h_*$ совпадает с уравнением (3.7), то для $\lambda = 0,31$ мкм можно формально использовать модель неравновесной дозвуковой радиационной волны. Для $\lambda = 1$ мкм в настоящих расчетах получено значение T_* , существенно отличающееся от использованного в [20].

При $q > 40$ МВт/см² отличие значений, приведенных в табл. 2 и полученных в результате расчетов нестационарной газодинамической задачи, от значений, полученных в [20] по квазистационарной модели, значительно. В реальных расчетах соответствующей нестационарной одномерной газодинамической задачи [21] для $\lambda = 1$ мкм было получено, что начиная с некоторого момента времени квазистационарный процесс распространения волны поглощения за фронтом УВ становится невозможным. Возникают интенсивные пульсации и слоистые структуры. Это связано с быстрым изменением коэффициентов поглощения лазерного излучения с температурой при низких температурах.

Для $\lambda = 0,31$ мкм коэффициенты поглощения мало меняются при $T \geq 0,3$ эВ и с понижением температуры снижаются гораздо медленнее, чем для более длинноволновых лазеров. Поэтому для $\lambda = 0,31$ мкм процесс перехода к режиму световой детонации происходит плавным образом. Так, согласно табл. 2, максимальная температура с изменением q_0 меняется монотонно, в то время как для $\lambda = 1 - 10$ мкм при переходе к световой детонации температура резко падала [21, 22], что служило отличительным признаком смены режима. Отсутствуют пульсации и слоистые структуры. С течением времени по мере роста толщины ударно сжатого слоя все большая и большая доля энергии поглощается в нем.

Для $q_0 = 75$ МВт/см² уже к моменту времени $t = 1,9$ мкс становится заметным поглощение лазерного излучения в ударно сжатом слое ($\sim 15\%$), хотя переход к световой детонации еще не происходит, и расстояние между фронтом УВ и зоной основного поглощения, связанной с прогревом тепловым излучением (фронт тепловой волны), еще продолжает увеличиваться. При этом μ_r еще меньше, чем μ_r (в 1,8 раза).

Для $q_0 = 100$ МВт/см² в момент времени 1 мкс начинается заметное, но плавное ускорение радиационной волны и к моменту времени 1,2 мкс μ_r и μ_r сравниваются между собой — происходит переход в режим световой детонации. Для $q_0 = 150$ МВт/см² ускорение происходит в момент времени 0,5 мкс и затем зона энерговыделения начинает двигаться с той же скоростью, что и УВ. Ширина детонационного комплекса составляет примерно 0,1 см.

Таким образом, режим дозвуковой радиационной волны существует лишь в ограниченном интервале времени. Для не слишком высоких плотностей потока длительность этой стадии может превышать длительность лазерного импульса, в то время как для не слишком низких плотностей потока время выхода на стационарный режим будет меньше длительности импульса, толщина зоны волны поглощения будет небольшой и развитые волны могут наблюдаться для не очень больших размеров облучаемых пятен и соответственно невысоких энергий.

Представляет интерес попытаться экспериментально наблюдать такие волны и проверить приведенные выше результаты, носящие пока характер теоретического предсказания. Облегчить наблюдение может повышение давления газа, окружа-

ющего мишень, по сравнению с атмосферным. Такой подход уже давно использовался для Nd-лазеров как в научных, так и в технологических целях [23—25]. Согласно [6], увеличение плотности воздуха в 30 раз приводит к увеличению давления в плазме примерно в 3 раза и к сокращению пробегов как лазерных, так и росселандовых примерно в 5 раз. Тем самым можно сильно сократить размеры облучаемого пятна и величину полной энергии с сохранением условий непрозрачности плазмы. Прямые численные расчеты, аналогичные приведенным выше, подтвердили это предположение.

Увеличение плотности ρ_0 воздуха при заданном значении q_0 приводит к удалению от режима световой детонации, так как μ_c возрастает как $\rho_0^{2/3}$, в то время как μ_c сохраняется.

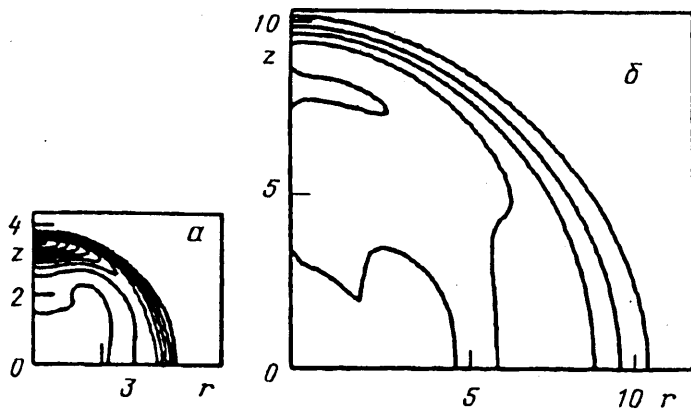
5. Двумерные дозвуковые радиационные волны. Если расстояние, пройденное УВ и фронтом волны поглощения, сравнимо с радиусом пятна облучения, то фронт радиационной волны перестает быть плоским. Течение газа за ними и процесс теплопередачи излучением приобретают существенно двумерный характер. Анализ особенностей двумерных волн может быть основан на представлении о выравнивании давления в горячей плазме с высокой скоростью звука и сравнительно медленно расширяющейся границей, а также малой толщине более холодного слоя газа, окружающего плазму, сжатого в сильной УВ («корочное приближение»). Простая полуаналитическая модель позволяет определить давление, скорости движения границы плазмы и ее форму [22, 26]. В рамках такой модели с течением времени плазма приобретает сферическую форму, причем скорость расширения сферы и давление P в ней определяются лишь полной мощностью Q излучения, поглощающегося в плазме. При постоянном по времени значении Q радиус плазмы R увеличивается по закону $R \sim Q^{1/2} t^{3/5}$, давление в плазме снижается $P \sim Q^{1/2} t^{-4/5}$.

В конце концов это давление приближается к атмосферному и газодинамические процессы практически перестают определять закон движения границы плазмы. На первый план выходят процессы теплопередачи, определяющие нормальную скорость светового горения. Плазменный фронт сравнительно медленно движется навстречу лазерному лучу. Вытекающая из луча плазма остывает за счет излучения, в пределах луча и вблизи него возникает длинный плазменный столб. Таким образом, в этом и во многих других случаях необходимо одновременно рассчитывать и радиационные и газодинамические процессы.

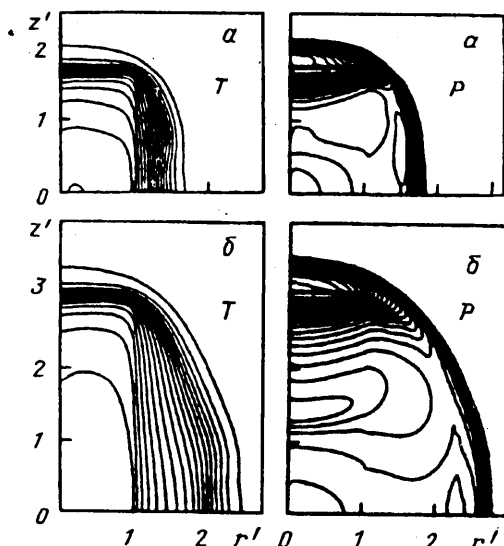
В уже проведенных численных двумерных расчетах оптических разрядов при определении потоков энергии, обусловленных тепловым излучением, использовались различные приближения — приближение объемного высвета [27], многогрупповое диффузионное приближение [28—30], двухпотокное многогрупповое приближение вперед-назад [31], многогрупповое приближение с детальным учетом углового распределения [32, 33].

Для случая дозвуковых радиационных волн, поддерживаемых излучением УФ-диапазона, вполне приемлемую точность дает приближение лучистой теплопроводности. В дальнейшем для описываемых ниже двумерных расчетов используется именно это приближение, что позволяет провести расчет большого числа вариантов. Полученные для УФ-лазеров закономерности во многом применимы и для случая лазеров с длинами волн в диапазоне видимого и ИК-излучения. В расчетах используется численная методика, основанная на сеточно-характеристическом методе [34] с модификацией, позволяющей учесть нелинейную теплопроводность [35—37].

На фиг. 3 представлены картины изобар для моментов времени $t = 40$ (а) и 180 мкс (б), полученные из расчета задачи о распространении радиационной волны в воздухе для случая, когда $\lambda = 0,31$ мкм, плотность потока $q_0 = 5$ МВт/см², начальная плотность воздуха в 30 раз превышает нормальную и радиус пятна $r_0 = 1,5$ см. Здесь z — ось симметрии, r — радиус. Одномерные расчеты



Фиг. 3

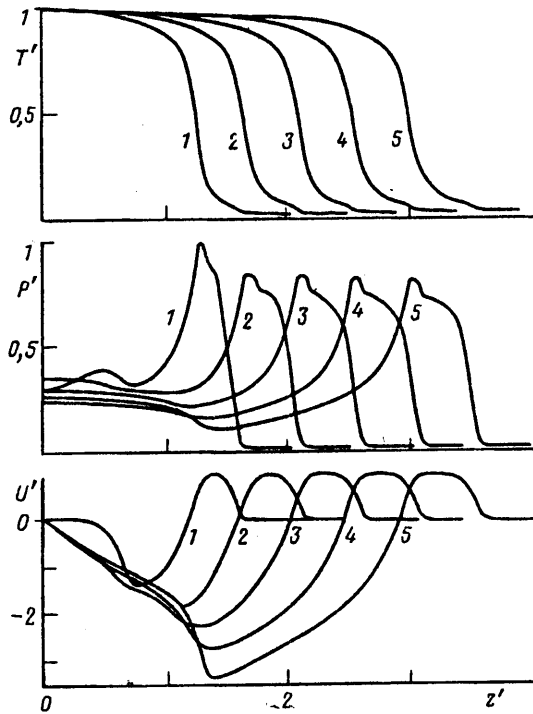


Фиг. 4

показали, что толщина Δ фронта волны поглощения составила 1 см, т. е., радиус пятна r_0 несколько превышал величину Δ . Плазменное облако постепенно приобретает форму, близкую к сферической. Это соответствует модели выровненного давления [22, 26], так как при одинаковом давлении в плазменном облаке, в том числе на его границе и на фронте УВ, скорость УВ всюду одинакова. Однако даже в данном случае плазменное облако несколько вытянуто в направлении луча, несмотря на то что, казалось бы, условия выровненности давления в облаке (высокая скорость звука в нем 4,5 км/см и низкая скорость границы плазмы 0,22 км/с) выполняются достаточно хорошо.

У преграды давление примерно в 1,7 раза ниже, чем вблизи фронта волны поглощения. Профили температуры, давления и скорости качественно не меняются со временем, максимальная температура очень медленно растет, давление и скорость медленно падают. Существует зона отрицательных скоростей, в которой движение плазмы направлено от зоны энерговыделения к преграде.

6. Квазистационарный режим распространения дозвуковой радиационной волны. В приведенном выше примере в плоском случае $\mu_0 \sim 45 \mu$, т. е. режим далек от режима световой детонации. Рассмотрим ситуацию, когда в плоском



Фиг. 5

случае μ_r был бы ближе к μ_s , но все же ниже его (например, $\mu_s \sim 4\mu_r$). Для этого, сохранив плотность потока излучения, уменьшим начальную плотность воздуха до нормальной. В соответствии с возрастанием толщины фронта радиационной волны увеличим и размер облучаемого пятна так, чтобы отношение его радиуса к толщине фронта осталось неизменным ($\sim 1,5$). В плоском случае $c \sim 4,8$ км/с, $D_s \sim 1,95$ км/с, $D_r \sim 1,8$ км/с, т. е. будет реализовываться режим, далекий от Жуге, и толщина слоя между фронтами ударной и радиационной волн будет непрерывно увеличиваться.

На фиг. 4 приведены изотермы и изобары в моменты времени, когда УВ прошла расстояние от преграды порядка начального радиуса пятна r_0 (фиг. 4, а) и втрое больше этого радиуса (фиг. 4, б) ($r' = r/r_0$, $z' = z/r_0$). При прохождении УВ такого расстояния в режиме выровненного давления давление за ее фронтом упало бы примерно в 2 раза по сравнению с начальным значением, соответствующим плоской стадии распространения фронтов радиационной и ударной волн. Это объясняется истечением газа из области повышенных давлений за фронтом в область более низких давлений вблизи него. В данном же случае процесс распространения УВ и зоны энерговыделения носит квазистационарный характер. На фиг. 5 представлены распределения параметров $T' = T/T_m$, $P' = P/P_s$, $U' = U/U_s$ вдоль оси $z' = z/r_0$ при $t = 0,4; 0,8; 1,2; 1,6; 2$ мкс (кривые 1—5). Расстояние между фронтом УВ и зоной энерговыделения, как и в плоском случае, непрерывно нарастает. Отчетливо видна зона отрицательных скоростей, максимальные значения которых превышают скорость звука в плазме. Невыровненность давления весьма существенна — давление у преграды $P_w \approx 3P_s$, а минимальное давление (до начала зоны торможения) меньше P_s в 6 раз. Отметим, что P_s в 1,5 раза, D_s в 1,2 раза, а T_m на 15% ниже, чем в плоском случае. Тем не менее величины давлений и скоростей за фронтом УВ и в зоне энер-

говыведения практически не меняются со временем, несмотря на существенно двумерный характер течения. Ширина ударно сжатого слоя в последние из рассмотренных моментов времени становится примерно равной радиусу пятна.

Установление квазистационарного режима распространения дозвуковой радиационной волны было бы вполне естественным в плоском случае, когда за зоной энерговыделения были бы достигнуты условия критической дефлаграции [19, 20]. Однако рассматриваемые случаи довольно далеки от таких условий. Согласно приведенным выше одномерным расчетам, они достигаются лишь при плотности потока, в 10 раз превышающей рассматриваемую, а переход к световой детонации требует увеличения ее еще в 3 раза.

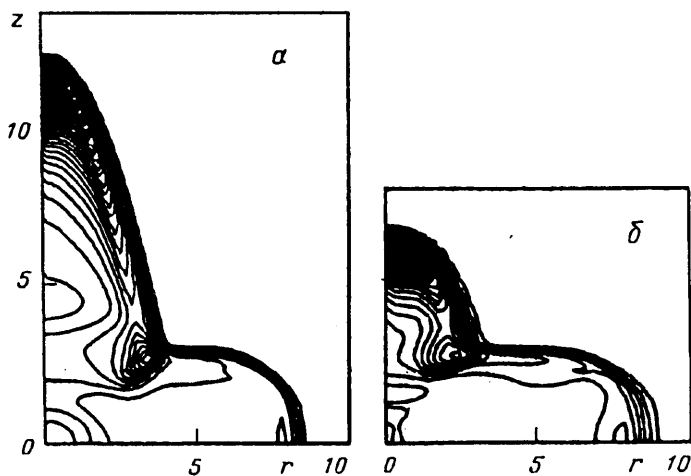
Два главных фактора отличают полученную картину от плоской. Во-первых, уменьшение реального расхода массы газа через фронт радиационной волны по сравнению с расходом ее через фронт УВ, связанное с боковым растеканием сжатого газа еще до подхода к фронту радиационной волны. Из фиг. 4 видно, что фронт УВ — искривленный, а фронт радиационной волны остается почти плоским. Картина напоминает сверхзвуковое обтекание плоского поршня (в данном случае им является движущийся фронт радиационной волны). Часть вещества не попадает на него, выходя за пределы луча. Такая ситуация во многом напоминает процессы в медленных волнах светового горения (с давлением, близким к атмосферному), рассмотренные численно в [29, 30] и в простой аналитической модели в [38]. Во-вторых, возникновение сверхзвуковой струи за фронтом радиационной волны, аналогичную той, которая возникает за фронтом светодетонационной волны [39]. Звуковые возмущения, распространяющиеся к фронту от плоскости симметрии, сносятся, что находит свое выражение в образовании практически неподвижной УВ при торможении струи на преграде.

Возмущения из области низких давлений уже не проникают к фронту радиационной волны и поэтому процесс распространения волны становится квазистационарным и напоминает детонационный в режиме неполного сгорания, когда скорость УВ определяется лишь частью мощности лазерного излучения, которая выделяется в зоне с характерной толщиной порядка радиуса луча. Течение горячей плазмы из этой зоны происходит как бы в оболочке из более плотного и холодного газа, вытекшего из области перед фронтом радиационной волны или прошедшего через боковую УВ.

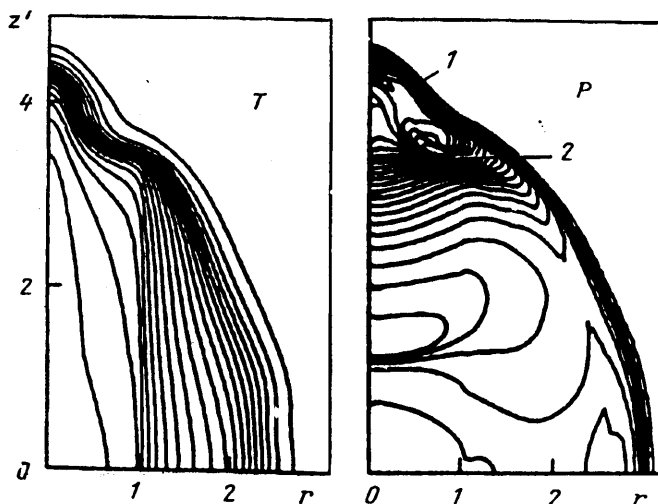
7. Влияние радиуса пятна облучения. В первом из рассмотренных выше случаев (соответствующем режиму выровненного давления) увеличение радиуса пятна облучения в 2 и в 4 раза качественно не изменяет характера процесса. Замедляется лишь темп падения давления и скорости. Для определения основных параметров можно использовать соображения геометрического подобия, т. е. увеличивать значения r , z и t пропорционально r_0 . Во втором случае с ростом r_0 сохраняется квазистационарный характер движения радиационной волны, причем основные параметры на фронте УВ и в зоне энерговыделения приближаются к своим значениям в плоском случае.

Таким образом, характер течения для развитых дозвуковых радиационных волн в основном определяется двумя параметрами — отношением ширины Δ зоны энерговыделения к радиусу пятна r_0 и отношением $W = \mu/\mu_*$. При очень низких значениях W даже в случае $r_0 \gg \Delta$ картина все время нестационарна, давление плазмы и скорость ее границы непрерывно падают. При более высоких значениях W , но все еще намного более низких, чем соответствующие переходу к условию Жуге в плоском случае, реализуется квазистационарный режим распространения радиационной волны с почти постоянными параметрами у фронта. При этом даже в случае $\Delta \approx r_0$ параметры у фронтов ударной и радиационной волн близки к получаемым из решения плоской задачи, несмотря на то (и даже скорее благодаря тому) что вдали от этих фронтов течение существенно двумерно.

Если ширина зоны энерговыделения Δ мала по сравнению с характерными размерами задачи, т. е. энерговыделение осуществляется в узкой зоне, а всюду



Фиг. 6



Фиг. 7

вне ее течение автомодельно, то существует возможность использовать более общие соображения энергетического подобия. Приведенные результаты по скоростям движения границы плазмы и ее форме могут быть пересчитаны на другие значения плотностей потоков q_0 и среды ρ_0 . Так, если изменить и q_0 и ρ_0 в δ раз, то отношение $W = \mu_0/\mu_1$, в первом приближении сохранится. Поэтому результаты расчета для $\delta = 10$ и $q_0 = 50$ МВт/см² (в плоском случае $W \approx 10$) по характеру процесса и форме облака примерно соответствуют приведенным выше результатам для $\delta = 1$ и $q_0 = 5$ МВт/см². В этом случае также наблюдается режим распространения волны, близкий к описанному выше квазистационарному режиму. Поскольку давление вырастает в 10 раз и соответственно происходит сильное уменьшение лазерных и росселандовых пробегов излучения и толщины фронта волны поглощения (примерно до 0,2 см), то такой процесс можно будет наблюдать в случае достаточно малых пятен ($\sim 0,6$ см) при длительностях импульсов ~ 3 мкс. Отметим, что при данном значении W , большем, чем в приведенном выше примере, и при меньшем пятне ($r_0 = 0,3$ см) наблюдалась

слабая нестационарность процесса, выражающаяся в постепенном, хотя и медленном падении давления со временем.

Сделанный вывод о существовании квазистационарных режимов распространения фронтов двумерных дозвуковых радиационных волн с существенно вытянутыми плазменными образованиями за ними можно распространить и на случай более длинноволновых лазеров. В самом деле, расчеты одномерных задач для различных длин волн λ лазерного излучения (табл. 1) показали, что максимальная температура плазмы и даже расход массы через фронт развитой радиационной волны не слишком сильно меняются при весьма сильном изменении λ . Поэтому описанные выше и приведенные ниже результаты двумерных расчетов могут использоваться для качественного и приближенного количественного анализа процесса распространения дозвуковых радиационных волн под действием лазеров других длин волн, конечно, если выполняется условие, что $\Delta \leq r_0$.

8. Влияние неравномерности облучения. Вопрос о влиянии неравномерности облучения на параметры дозвуковой радиационной волны рассматривался прежде всего на примере кольцевого лазерного луча, в котором предполагалось, что центральная часть мишени с радиусом $r_1 < r_0$ остается неосвещенной. В неосвещаемую область от кольцевой зоны энерговыделения распространяется УВ. Эффекты кумуляции, возникающие вблизи оси симметрии, приводят к сильному повышению давления в центре и распространению УВ и по оси симметрии. Однако в дальнейшем происходит постепенное сглаживание давления и выравнивание фронтов ударной и радиационной волн. В результате как параметры этих фронтов, так и параметры у преграды не сильно отличаются от случая однородного облучения.

Предположим что в центральной части кольцевого луча, наоборот, интенсивность выше, чем в периферийной. Поэтому волна в центральной области («керне») движется быстрее, чем на периферии. На фиг. 6 представлены картины изобар для $\delta = 30$ и интенсивности излучения в центре более высокой, чем в остальной части в 100 (б, а) и в 30 раз (фиг. 6, б). В первом из этих вариантов в «керне» возникает двумерная светодетонационная волна. Плазма за ее фронтом охлаждается в процессе бокового расширения плазменного столба. Расширение газа за фронтом происходит аналогично наблюдаемому в цилиндрическом взрыве, хотя и несколько быстрее, так как в зоне конической волны энергия возрастает за счет поглощения излучения низкой интенсивности, и площадь облучаемой поверхности становится весьма большой. Коническая волна достаточно долго, во всяком случае вблизи вершины факела, представляет собой косую волну пересжатой детонации. В дальнейшем зона энерговыделения начинает отставать от фронта УВ, происходит переход к режиму пересжатой волны светового горения (случай, который обычно не рассматривался в задачах химического горения).

В области пересечения конической УВ с УВ, генерируемой дозвуковой радиационной волной, вызванной поглощением излучения периферийной части луча, происходят сложные газодинамические процессы. Возникают ударные волны, как бы замыкающие течение в ударно сжатом слое за боковой конусообразной волной. Вне круга, представляющего собой пересечение конической волны с УВ, движущейся перед радиационной волной, давление оказывается почти выровненным, так как за ее фронтом температуры велики (~ 2 эВ). Вследствие большой скорости звука интенсивно протекают газодинамические процессы, и в данном случае в «керне» выделяется энергия, близкая к энергии в «ореоле». Это оказывает заметное влияние на скорость радиационной волны. Она примерно равна той, которая была бы при увеличении средней плотности потока в 2 раза. Представляет интерес проанализировать случай, когда радиус центральной части мал и энергия в «керне» низка.

9. Влияние тонкого канала пониженной плотности. По мере удаления фронта детонационной волны от фронта дозвуковой радиационной волны давление в конической волне на уровне фронта радиационной волны постепенно снижается,

в то время как температура центральной части струи остается достаточно высокой (около 0,5 эВ). Это связано с тем, что при низких температурах лучистое охлаждение и электронная теплопроводность существенно ослабевают, в то время как при адиабатическом охлаждении с показателем адиабаты, близким к единице, температура снижается чрезвычайно медленно. В центральной части вытянутого плазменного столба возникает область пониженной плотности.

В моменты времени, представленные на фиг. 6, давление за конической волной выше, чем за фронтом радиационной волны. Однако в более поздние моменты времени при удалении зоны энерговыделения в «керна» на большие расстояния от этого фронта давление в конической волне, приближаясь к атмосферному, станет заметно ниже, чем было бы в радиационной. Начнется истечение газа за ее фронтом вперед, в разреженную зону. Теперь течение в области непосредственно перед фронтом радиационной волны будет определяться газодинамическими процессами в самой зоне радиационной волны и в области пересечения УВ перед ее фронтом с конической волной.

Теоретические и экспериментальные исследования [40—45] показали, что при взаимодействии УВ, генерируемой материальным поршнем, с тонким каналом пониженной плотности происходит глобальная и кардинальная перестройка течения в области с размерами, превосходящими поперечный размер самого канала, и примерно соответствующими его длине.

Рассмотрим, имеет ли это место, когда «поршнем» является зона энерговыделения дозвуковой радиационной волны. Предполагая, что давление выровнено всюду, как между ее фронтом и преградой, так и в возникающем перед фронтом УВ предвестнике, построим простую модель для определения скорости предвестника и его влияния на параметры плазмы.

Поскольку в пределах канала пониженной плотности УВ движется при том же давлении за ее фронтом, что и в остальной области, ее скорость в канале D_T превышает скорость D границы плазмы во всей остальной области $D_T = D \sqrt{\rho_0/\rho_T} = D/\sqrt{\omega}$, где $\omega = \rho_T/\rho_0$, а ρ_T — плотность в канале и ρ_0 — плотность невозмущенного газа. По окружающему канал газу вслед за УВ в вершине предвестника распространяется коническая волна. С течением времени размеры предвестника намного превзойдут радиус канала r_1 , который перестанет играть существенную роль. Форма основной и конической ударных волн перестает меняться со временем. При отсутствии возмущения УВ приобретала бы сферическую форму. При наличии бесконечно тонкого возмущенного слоя она представляет собой сферическую область, к которой примыкает удлиняющаяся с большей скоростью коническая. Образующие конуса касаются сферы. Длина конуса L пропорциональна радиусу сферы $L = R/\sqrt{\omega}$. Поэтому полный объем V области следующим образом выражается через радиус сферы: $V = \frac{3}{4} \pi R^3 + \pi R^3/\sqrt{\omega}$. Величина давления падает со временем таким же образом, как при отсутствии возмущения. Задача является автомодельной, как и в случае постоянной энергии взрыва [42]. Описываемая схема по существу соответствует исходной идее [40] о проколе оболочки ударно сжатого слоя газа при наличии канала пониженной плотности.

В случае взрывов с постоянной энергией или при распространении материального поршня с заданной скоростью эксперименты или численные расчеты показывают, что давление в предвестнике не выровнено и скорость несколько отличается от получаемой в модели выровненности, хотя качественно автомодельный характер течения не меняется. В рассматриваемом случае возникает вопрос, соответствует ли характер движения случаю затухающей волны как при взрыве с постоянным энерговыделением или квазистационарному распространению, аналогичному движению перед материальным поршнем.

На основании приведенных выше результатов численных расчетов для случая, когда возмущающий канал отсутствовал, можно предположить, что при низких

значениях плотностей потока с очень незначительным μ , ($\mu_r \ll \mu_s$) будет реализовываться первый случай, при более высоких — второй. Численные расчеты подтверждают это предположение.

На фиг. 7 представлены результаты расчетов для случая, соответствующего тому, результаты которого показаны на фиг. 3, б, когда в отсутствие канала реализовывался квазистационарный режим распространения дозвуковой радиационной волны, напоминающий режим световой детонации. Различие состоит лишь в том, что перед фронтом УВ имеется канал с плотностью, равной $1/3$ невозмущенной. При этом радиус канала $r_T \sim 1/4 r_0$. Для образования такого канала радиус луча должен быть еще меньшим, так как плазменный столб за светодетонационными волнами или квазистационарными дозвуковыми волнами сильно расширяется по сравнению с радиусом r_1 в «керна» луча. Можно оценить радиус канала $r_T = r_1 \sqrt{P_s/P_a}$, где P_s — давление на фронте волны поглощения, P_a — атмосферное давление. При $P_s \gg P_a$ имеем $r_1 \ll r_T$. Таким образом, мощность луча, вызывающего образование канала, $Q = \pi r_1^2 q_1$, может быть намного меньше, чем мощность излучения в основной области: $Q = \pi r_0^2 q_0$, даже если $q_1 \gg q_0$.

Проведенные расчеты показывают, что наличие канала пониженной плотности перед фронтом УВ, движущейся впереди волны поглощения, приводит к существенной перестройке течения. Возникает и увеличивается в своих размерах предвестник (1). Его радиус у фронта радиационной волны (2) намного превосходит радиус канала, тем более радиус иницирующего его лазерного луча. В область предвестника происходит интенсивное затекание горячей плазмы из области за фронтом радиационной волны. Понижение плотности газа в канале увеличивает скорость вершины предвестника не только по чисто газодинамическим причинам, как в [40—45]. Уменьшение плотности воздуха приводит к тому, что режим дозвуковой радиационной волны в канале сменяется на режим световой детонации или даже тепловая волна обгоняет детонационную, т. е. происходит переход в режим сверхзвуковой радиационной волны.

Использование тонких лазерных лучей для создания каналов пониженной плотности при сравнительно небольших затратах энергии позволяет управлять газодинамическими процессами в областях с существенно большей энергией не только в рассмотренных задачах, но и в других сходных задачах (о мощных электрических разрядах, взрывах химических ВВ и т. д.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
2. Бункин Ф. В., Конов В. И., Прохоров А. М., Федоров В. Б. Лазерная искра в режиме «медленного горения»//Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. № 11. С. 609—612.
3. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
4. Немчинов И. В. О медленных и быстрых волнах светового горения//Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18. № 3. С. 71—77.
5. Бергельсон В. И., Лосева Т. В., Немчинов И. В. Численный расчет задачи о распространении по газу навстречу потоку светового излучения плоской дозвуковой радиационной волны//ПМТФ. 1974. № 4. С. 22—34.
6. Козик Е. А., Лосева Т. В., Немчинов И. В., Новикова В. В. Дозвуковые радиационные волны, распространяющиеся от преграды навстречу излучению CO₂-лазера//Квантовая электрон. 1978. Т. 5. № 10. С. 2138—2147.
7. Jackson J. P., Nielsen P. E. Role of radiative transport in the propagation of laser supported combustion waves//AIAA Journal. 1974. V. 12. № 11. P. 1498—1501.
8. Бергельсон В. И., Лосева Т. В., Немчинов И. В., Орлова Т. И. Распространение плоских сверхзвуковых радиационных волн//Физика плазмы. 1975. Т. 1. № 6. С. 912—922.
9. Маркович И. Э., Немчинов И. В., Петрухин А. И. и др. Сверхдетонационные волны в воздухе, распространяющиеся навстречу лазерному лучу//Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. № 3. С. 101—105.

10. Немчинов И. В. Об осредненных уравнениях переноса излучения и их использовании при решении газодинамических задач//ПММ. 1970. Т. 34. № 4. С. 706—721.
11. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С. и др. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970. 320 с.
12. Кобзев Г. А., Нужный В. А. Спектральные и интегральные оптические характеристики непрерывного спектра воздушной плазмы с учетом спектральных линий, $T = 20000-30000$ К: Препринт № 1—134. М.: ИВТАН, 1984. 55 с.
13. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965. 463 с.
14. Лосева Т. В., Немчинов И. В. Дозвуковые радиационные волны. Сравнение теории и эксперимента//Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 7. С. 1373—1378.
15. Лосева Т. В., Немчинов И. В. Дозвуковые радиационные волны поглощения лазерного излучения у преграды в воздухе//Физика горения и взрыва. 1981. № 1. С. 93—99.
16. Лосева Т. В., Немчинов И. В. О параметрах дозвуковых радиационных волн//Тр. 4-й Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа». Т. 1. М.: Изд-во МГУ, 1981. С. 62—68.
17. Лосева Т. В., Немчинов И. В. Дозвуковые радиационные волны в неоне//Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 2. С. 333—335.
18. Немчинов И. В., Хазинс В. М. Пределы существования световой детонации, поддерживаемой коротковолновым монохроматическим излучением//Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 1. С. 79—80.
19. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 255 с.
20. Берченко Е. А., Соболев А. П., Федюшин Б. Т. Распространение лазерных волн поглощения в газе//Квантовая электрон. 1979. Т. 6. № 7. С. 1546—1548.
21. Немчинов И. В., Петрухин А. И., Рыбаков В. А. и др. О возникновении световой детонации из волны светового горения//Докл. АН СССР. 1979. Т. 244. № 4. С. 877—880.
22. Немчинов И. В. Волны поглощения в газах//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 6. С. 1026—1036.
23. Немчинов И. В., Петрухин А. И., Плешанов Ю. Е., Рыбаков В. А. Расширение плазменного слоя у облучаемой лазером преграды в газах высокой плотности//Докл. АН СССР. 1979. Т. 247. № 6. С. 1368—1371.
24. Петрухин А. И., Плешанов Ю. Е., Рыбаков В. А. Экспериментальные исследования взаимодействия импульсов излучения лазера с преградой, окруженной газом высокого давления, в условиях плоской геометрии//Физика и химия обраб. материалов. 1981. № 4. С. 3—9.
25. Мажукин В. И., Углов А. А., Четверушкин Б. Н. Низкотемпературная лазерная плазма вблизи металлических поверхностей в газах высокого давления. Обзор//Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 4. С. 679—701.
26. Левентуев В. П., Немчинов И. В. О распространении ударных волн от расширяющегося горячего объема//Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11. № 5. С. 776—781.
27. Гладуш Г. Г., Мамзер А. Ф., Явохин А. Н. Двумерный расчет непрерывного оптического разряда: Препринт № 4025/16. М.: ИАЭ им. И. В. Курчатова, 1984. 20 с.
28. Волчинская М. И., Мажукин В. И., Репина Г. Е., Четверушкин Б. Н. Численное моделирование двумерной задачи о распространении плазменных разрядов//Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1982. Т. 22. № 1. С. 171—177.
29. Райзер Ю. П., Силантьев А. Ю. Двумерный расчет поля температур непрерывного оптического разряда в воздухе//Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 3. С. 593—600.
30. Райзер Ю. П., Суржигов С. Т. Непрерывный оптический разряд в условиях тепловой гравитационной конвекции//Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 4. С. 124—129.
31. Ельяшевич М. А., Минько Л. Я., Романов Г. С. и др. Динамика плазмы, возникающей при действии лазерного излучения на твердотельные преграды//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. № 6. С. 1132—1139.
32. Немчинов И. В., Попова М. П., Шубадеева Л. П. Распространение двумерной сверхзвуковой радиационной волны//ПМТФ. 1977. № 3. С. 34—41.
33. Немчинов И. В., Попова М. П., Шубадеева Л. П. Расчет сверхзвуковых радиационных волн с учетом движения плазмы//Инж.-физ. журн. 1982. Т. 43. № 4. С. 577—581.
34. Холодов А. С. О построении разностных схем с положительной аппроксимацией для уравнений гиперболического типа//Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1978. Т. 18. № 6. С. 1476—1492.

35. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975. 351 с.
36. Демченко В. В., Маркин В. Д. О некотором семействе точных решений многомерного нелинейного уравнения теплопроводности//Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1985. Т. 25. № 3. С. 461—466.
37. Белоцерковский В. М., Демченко В. В., Косарев В. И., Холодов А. С. Численное моделирование некоторых задач лазерного сжатия оболочек//Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1978. Т. 18. № 2. С. 420—444.
38. Гуськов К. Г., Райзер Ю. П., Суржиков С. Т. О наблюдаемой скорости медленного движения оптического разряда//Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 7. С. 937—942.
39. Гончаренко А. Ф., Немчинов И. В., Хазинс В. М. Расчет движения газа за фронтом волны световой детонации с учетом бокового расширения плазменного столба//ПМТФ. 1976. № 3. С. 18—23.
40. Таганов Г. И. О некоторых задачах гидродинамики струйных течений//Аннот. докл. 3-го Всесоюз. съезда по теор. и прикл. механике. М.: Наука, 1968. С. 289.
41. Бергельсон И. В., Немчинов И. В., Орлова Т. И. и др. Автомодельное развитие предвестника перед ударной волной, взаимодействующей с теплым слоем//Докл. АН СССР. 1987. Т. 296. № 3. С. 554—557.
42. Бергельсон В. И., Немчинов И. В., Орлова Т. И., Хазинс В. М. Автомодельные течения при мгновенном энерговыделении в газе, содержащем каналы пониженной плотности//Докл. АН СССР. 1989. Т. 305. № 5. С. 1100—1103.
43. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Калмыков А. А. и др. Развитие предвестника при взаимодействии ударной волны со слоем пониженной плотности//Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 158—163.
44. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Калмыков А. А. и др. Формирование новых структур газодинамических течений при возмущении плотности в тонких протяженных каналах перед фронтом ударной волны//Мат. моделирование. 1989. Т. 1. № 8. С. 1—11.
45. Артемьев В. И., Бергельсон В. И., Немчинов И. В. и др. Изменение режима сверхзвукового обтекания препятствия при возникновении перед ним тонкого разреженного канала//Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 5. С. 146—151.

Москва

Поступила в редакцию
18. II. 1992