

Численный анализ радиационных лазерных волн медленного горения

С.Т.Суржиков

Представлена нестационарная радиационно-газодинамическая модель лазерных волн медленного горения. Проведено систематическое численное исследование термогазодинамической структуры таких волн в условиях экспериментов Клостермана и Байрона. Показано, что в этом случае главным процессом, определяющим распространение лазерных волн медленного горения, является реабсорбция теплового излучения перед фронтом волны, в то время как газодинамика играет второстепенную роль.

Введение

Дозвуковое распространение плазмы навстречу лазерному пучку было открыто в 1969 г. в экспериментах [1] при исследовании лазерной искры в воздухе с использованием сфокусированного излучения неодимового лазера миллисекундной длительности. Распространение плазмы наблюдалось в течение ~ 1 мс при интенсивности лазерного излучения $W \sim 8 - 15$ МВт/см². Диаметр светового пятна фокусировки лазерного излучения d составлял $\sim 0.25 - 0.35$ мм при фокусном расстоянии фокусирующей линзы $f = 50$ см. Скорости распространения плазмы вдоль пучка оказались существенно дозвуковыми и составляли $\sim 10 - 30$ м/с. Обнаруженное явление было истолковано авторами эксперимента как аналог волн медленного горения. Подробный обзор теоретических и экспериментальных результатов, полученных авторами открытого явления в 1969–88 гг., дан в обобщающей работе [2].

В работах [3–5] теоретически была обоснована и экспериментально доказана возможность дозвукового распространения плазмы в пучке излучения СО₂-лазера и, как частный случай, – возможность существования непрерывного оптического разряда (НОР) в сфокусированном лазерном пучке.

Указанные работы положили начало большому числу экспериментальных и теоретических исследований, в которых всесторонне изучались лазерные волны медленного горения (ЛВМГ). Настоящая работа посвящена анализу одной из основных характеристик этого явления – скорости распространения волн вдоль лазерного пучка, поэтому среди нескольких сотен работ, посвященных исследованию лазерных волн горения и их приложениям, укажем лишь те, в которых непосредственно обсуждался данный вопрос.

Уже в первой работе по ЛВМГ [1] было обращено внимание на заметное расхождение между скоростями их распространения, измеренными и рассчитанными с использованием простейшей одномерной модели «горения

от закрытого конца» [6]. Аналогичное расхождение было получено и в [5]. Важной особенностью этих работ являлось то, что при построении теоретических моделей авторы [1, 5] считали молекулярную теплопроводность основным механизмом прогрева холодных слоев газа перед фронтом ЛВМГ. Позже неоднократно была подтверждена справедливость этого предположения относительно ЛВМГ, распространяющихся в лазерных пучках малых поперечных размеров (диаметр не более 1–2 мм). В работе [7] была построена модель, объясняющая данное расхождение. Однако значительное расхождение экспериментальных и расчетных данных было обнаружено также и в лазерных пучках существенно больших диаметров.

В 1974 г. были опубликованы результаты экспериментов [8] по определению скорости ЛВМГ в пучке излучения СО₂-лазера в широком диапазоне изменения его поперечных размеров: диаметр лазерного пучка d изменялся от 0.5 до 2.1 см. В теоретической работе [9], вышедшей сразу вслед за [8], была впервые сформулирована и реализована одномерная радиационная модель ЛВМГ. В отличие от теплопроводностной модели [1, 5], в радиационной модели нагрев холодного газа перед фронтом ЛВМГ осуществляется тепловым излучением самой лазерной плазмы. Для поперечных размеров лазерных пучков, исследованных в работе [8], такое предположение оказалось вполне обоснованным. Однако даже использование радиационной модели не позволило с хорошей точностью описать экспериментальные данные. Теория давала примерно трехкратное занижение скорости распространения ЛВМГ (рис.1).

В 1971 г. Р.Конрадом были выполнены первые, по всей видимости, эксперименты по анализу скорости распространения ЛВМГ в радиационном режиме (к сожалению, тогда результаты были опубликованы лишь в отчете, см. подробнее в [10]). Однако условия проведения этих экспериментов были иными, чем в [8]. Лазерная волна горения в них стабилизировалась встречным потоком газа (N₂). Диаметр лазерного пучка в месте стабилизации ЛВМГ равнялся примерно 3.2 см. Скорость набегающего потока была близка 10 м/с, а интенсивность лазерного излучения составляла ~ 18 кВт/см².

Таким образом, к середине 70-х гг. было получено достаточное число экспериментальных данных по скоро-

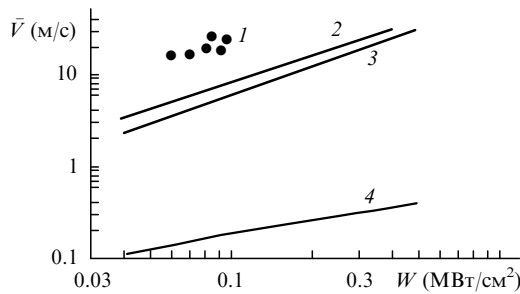


Рис.1. Сравнение экспериментальных и расчетных средних скоростей лазерных волн горения, полученных по разным вычислительным моделям [9]:

1 – экспериментальные данные [8] при диаметре лазерного пучка 21 мм; 2 – верхний предел, определяемый одномерной моделью [9]; 3 – самосогласованное решение [9] с учетом радиационного теплообмена; 4 – теплопроводностная модель без учета теплообмена излучением [5].

стям распространения ЛВМГ в теплопроводностном и радиационном режимах. В дальнейших расчетно-теоретических работах было осуществлено значительное продвижение в части численного описания этого процесса:

- разработаны одномерная и квазидвумерная радиационно-газодинамическая (РГД) модели, позволившие добиться хорошего совпадения полученных результатов с экспериментальными данными по предельным скоростям продувки газа через непрерывный оптический разряд малых поперечных размеров (в теплопроводностном режиме) [11 – 13];

- предложена полностью двумерная РГД модель [14];

- на основе стационарной РГД модели [15] исследован радиационный режим распространения ЛВМГ [7]; расчетные исследования показали принципиальную важность учета двумерных газодинамических эффектов (на которую, кстати, указывали авторы первых работ по ЛВМГ [2]);

- в серии работ [16 – 18] подробно исследованы характеристики радиационных лазерных волн горения, формируемых вблизи преграды, что позволило более детально изучить начальную фазу процесса, протекающего во многих экспериментах.

Разработка полностью нестационарной РГД модели [19] позволила перейти к качественно новому этапу численного исследования ЛВМГ – описанию нестационарных РГД процессов на основе уравнений Навье – Стокса. В работе [20] была исследована начальная фаза формирования ЛВМГ. В частности, было показано, что установившаяся газодинамическая структура формируется в окрестности этих волн примерно за 100 мс, что вполне соответствует экспериментам Р.Конрада [10], однако ставит под сомнение адекватность результатов, получаемых с использованием квазистационарной расчетной модели [14, 15], результатам по распространению ЛВМГ, полученным в экспериментах [8], где этот процесс наблюдался в течение ~ 3 мс.

В настоящей работе нестационарная РГД модель [19, 20] использована для интерпретации экспериментальных данных [8].

1. Постановка и метод решения задачи

Рассматривается нестационарное распространение ЛВМГ в поле лазерного излучения и в поле силы тяжести вблизи поверхности после создания очага затравоч-

ной плазмы и отхода ударной волны, образующейся в начальный момент времени, на значительное расстояние от исследуемой области. Задача решается в двумерной цилиндрической геометрии, соответствующей условиям симметрии изучаемого процесса. Пучок излучения непрерывного CO₂-лазера с длиной волны 10.6 мкм падает на плазму сверху, что соответствует условиям экспериментов [8]. Газ в начальный момент считается покоящимся, давление постоянно во всех точках расчетной области, начальное температурное распределение имеет квазигансовую форму с максимальной температурой в центре $T_m = 18$ кК и температурой на периферии $T_\infty = 300$ К. Целью решения задачи является изучение эволюции начального плазменного образования в ЛВМГ и ее распространения навстречу лазерному пучку.

Для описания термодинамического состояния низкотемпературной плазмы используется приближение локального термодинамического равновесия (ЛТР). Основанием этого могут служить два факта. Во-первых, ранее разработанные вычислительные модели [7, 9 – 13, 16 – 18], основанные на приближении ЛТР, позволили получить хорошее совпадение с экспериментальными данными в части описания динамики лазерной плазмы. Во-вторых, в работе [21], где исследовалась кинетическая двухтемпературная модель водородной плазмы в условиях, близких к рассматриваемым в настоящей работе, сделан вывод о незначительном влиянии отклонения от ЛТР на динамику ЛВМГ. Вместе с тем следует признать, что вопрос о влиянии моделей термодинамического состояния лазерной воздушной плазмы на динамику ЛВМГ остается открытым и требует дальнейшего исследования.

Для решения задачи о динамике ЛВМГ используется следующая система уравнений неразрывности, Навье – Стокса, сохранения энергии, переноса лазерного и селективного теплового излучения в многогрупповом приближении:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + S_u - g\rho, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \text{div}(\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial r} + S_v, \tag{3}$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{V} \text{grad} T = \text{div}(\lambda \text{grad} T) - Q_R + Q_L, \tag{4}$$

$$Q_L = \chi_\omega(x, r = 0) P_L \exp\left(-\frac{r^n}{R_L^n}\right) \times \exp\left[-\int_0^x \chi_\omega(x', r = 0) dx'\right] \frac{1}{\pi R_L^2}, \tag{5}$$

$$Q_R = \sum_{k=1}^{N_k} k_k (U_{b,k} - U_k) \Delta \omega_k, \tag{6}$$

$$\text{div}\left(\frac{1}{3k_k} \text{grad} U_k\right) = -k_k (U_{b,k} - U_k), \quad k = 1, 2, \dots, N_k, \tag{7}$$

где

$$S_u = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu \operatorname{div} \mathbf{V}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right); \quad (8)$$

$$S_v = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} (\mu \operatorname{div} \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) + 2 \mu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \right); \quad (9)$$

x, r – осевая и радиальные переменные; ρ, c_p, T – плотность, удельная теплоемкость при постоянном давлении и температура газа; u, v – осевая и радиальная составляющие скорости \mathbf{V} ; p – давление газа; g – ускорение свободного падения; μ, λ – динамический коэффициент вязкости и коэффициент теплопроводности газа; Q_R, Q_L – объемная мощность энерговыделения, связанная с переносом селективного теплового и лазерного излучения; k, U, U_b – объемный коэффициент поглощения теплового излучения, объемные плотности излучения среды и абсолютно черного тела; χ_ω – коэффициент поглощения лазерного излучения; P_L – мощность лазера; R_L – координата условной радиальной границы лазерного излучения; n – показатель распределения интенсивности в поперечном сечении. Индексы ω, k обозначают спектральные и групповые характеристики, которые определяются усреднением соответствующих спектральных характеристик в каждом из N_k спектральных диапазонов волновых чисел $\Delta\omega_k$.

Тепловыделение, обусловленное поглощением лазерного излучения низкотемпературной плазмой оптического разряда, рассчитывается в приближении геометрической оптики, а уравнение переноса селективного теплового излучения интегрируется в форме многогруппового P_1 -приближения метода сферических гармоник. Для нахождения мощности энерговыделения, связанного с переносом теплового излучения, необходимо решить систему N_k уравнений (7), используя для каждого спектрального диапазона $\Delta\omega_k$ свою функцию $k_k(T, p)$.

То, что изучаемый процесс развивается практически при постоянном давлении, значительно усложняет численное решение задачи о движении газа, т. к. имеющиеся перепады давления в сотни раз меньше фонового атмосферного давления, но одновременно является и сильно упрощающим задачу фактором, позволяющим учитывать только температурную зависимость теплофизических, переносных и оптических свойств. Другими словами, температурные зависимости указанных функций ($\rho, c_p, \mu, \lambda, \chi, k_k$) можно рассчитать лишь для атмосферного давления и затем использовать интерполяционную по температуре процедуру. Однако следует учесть, что для решения поставленной задачи необходимо использовать достаточно подробную температурную зависимость этих свойств, так как в исследуемом температурном диапазоне они меняются на несколько порядков, поэтому на одном шаге конечно-разностной сетки их изменение также может быть значительным.

Использовались следующие граничные условия: теплоизолированная поверхность, условия прилипания на поверхности, условия осевой симметрии для функций T, u, v, U_k ; на внешних границах расчетной области ($r \rightarrow \infty$)

и $x \rightarrow \infty$) задавались граничные условия второго рода. Расстояния до внешних границ расчетной области задавались такими, чтобы по возможности уменьшить влияние граничных условий на изучаемый процесс. С этой целью проводились тестовые расчеты при разных расстояниях до границ.

Для выяснения роли различных механизмов теплообмена в процессе распространения ЛВМГ кроме полной РГД модели (1)–(9), учитывающей все виды теплообмена (теплопроводность, конвекцию, теплообмен излучением, включая реабсорбцию) и движение среды, применялись также различные приближенные модели, а именно:

– радиационно-кондуктивная (РК) модель, в которой пренебрегалось движением среды и конвективным теплообменом;

– радиационно-газодинамическая модель объемного высвечивания (РГДОВ модель), в которой не учитывалась реабсорбция излучения;

– радиационно-кондуктивная модель объемного высвечивания (РКОВ модель), в которой не учитывались реабсорбция излучения и конвективное движение.

Кроме этого в расчетах применялись модифицированные оптические модели (МОМ) среды. Суть модификации состояла в том, что групповой коэффициент поглощения базовой оптической модели умножался на коэффициент A , т. е. если k_k – групповой коэффициент поглощения в k -й энергетической группе, то $k_k^{\text{МОМ}} = Ak_k$ – групповой коэффициент поглощения в МОМ. Базовая оптическая модель ($N_k = 10$) была разработана с использованием компьютерной системы MONSTER [22].

2. Экспериментальные данные Кластермана и Байрона [8]

В экспериментах [8] использовался газодинамический CO_2 -лазер мощностью ~ 500 кВт, генерирующий излучение на длине волны 10.6 мкм в течение ~ 5 мс. Лазерная плазма появлялась при облучении мишеней из Al или Ti, диаметр пятна фокусировки излучения CO_2 -лазера на мишенях равнялся примерно 1 см. Волна поглощения лазерного излучения, первоначально возникающая в парах мишени, достаточно быстро переходила в волну поглощения в окружающем воздухе, где наблюдалось ее квазистационарное распространение навстречу лазерному пучку.

Во времени процесс развивался следующим образом. Сначала мощность лазерного излучения линейно возрастала (в первые 1.5 мс) до своего максимального значения ($\sim 300 - 500$ кВт). Через ~ 0.75 мс после начала процесса регистрировалось возникновение свечения поверхности облучаемой мишени, а еще через ~ 0.75 мс возникла лазерная волна горения в парах мишени. Затем на временном интервале 2–3 мс наблюдалась устойчивая генерация лазерного излучения максимальной мощности. Указанный период времени являлся наиболее подходящим для измерений скорости распространения ЛВМГ, поскольку на временном интервале 1.5–2 мс происходил переход лазерной волны горения с паров мишени на атмосферный воздух, после чего скорость распространения волны ионизации стабилизировалась. Наконец, в период времени 3–5 мс происходил немоноотонный спад мощности лазерного излучения, что приводило к замедлению распространения ЛВМГ.

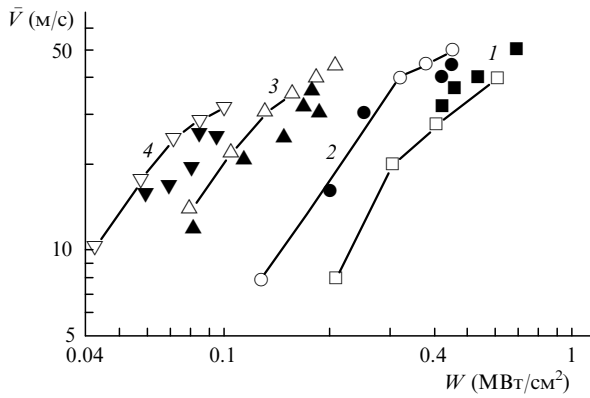


Рис.2. Зависимости скорости ЛВМГ от интенсивности лазерного излучения при диаметрах лазерного пучка 5 (1), 10 (2), 15.5 (3) и 21 мм (4) в эксперименте [8] (светлые точки) и в численном расчете настоящей работы (темные точки).

Результаты измерений скорости распространения ЛВМГ в лазерных лучах различного диаметра при изменении интенсивности лазерного излучения в широких пределах показаны на рис.2.

3. Расчет скоростей распространения ЛВМГ

Расчеты были выполнены для четырех диаметров лазерного пучка: $d = 2R_L = 5, 10, 15.5$ и 21 мм. Мощность лазерного излучения P_L изменялась в диапазоне $50 - 350$ кВт, что позволило получить интенсивность лазерного излучения W , как и в экспериментах [8], в диапазоне $\sim 0.04 - 0.8$ МВт/см². Показатель распределения интенсивности лазерного пучка в радиальном сечении n был принят равным 3.

В расчетах использовалась такая же схема определения скорости распространения ЛВМГ, как и в опытах: фиксировалось положение ее передней границы (обращенной к лазерному пучку) в различные моменты времени в лабораторной системе координат. Измерение скорости распространения ЛВМГ осуществлялось на отрезке пути $x = 4 - 9$ см, где регистрировалось ее местоположение в 20 точках. Типичные примеры $(x - t)$ -диаграмм движения переднего фронта ЛВМГ показаны на рис.3.

Анализ полученных расчетных данных был выполнен лишь для одного из вариантов, отвечающего $d = 21$ мм и $P_L = 200$ кВт. Основные выводы остаются справедливыми и для всех других вариантов. На рис.4-6 показаны

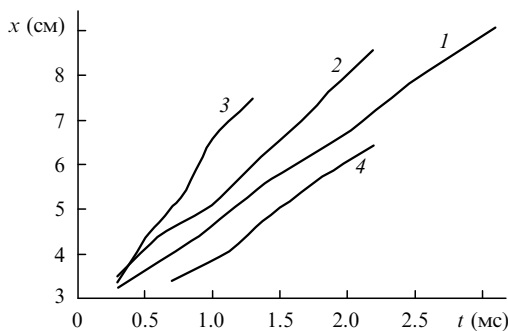


Рис.3. Зависимости координаты фронта ЛВМГ от времени ($x - t$ -диаграммы) при радиусах лазерного пучка $R_L = 10.5$ (1), 7.75 (2), 5 (3) и 2.5 см (4) и мощностях лазерного излучения $P_L = 200$ (1, 2), 250 (3) и 60 кВт (4) в расчетах с использованием РГД модели.

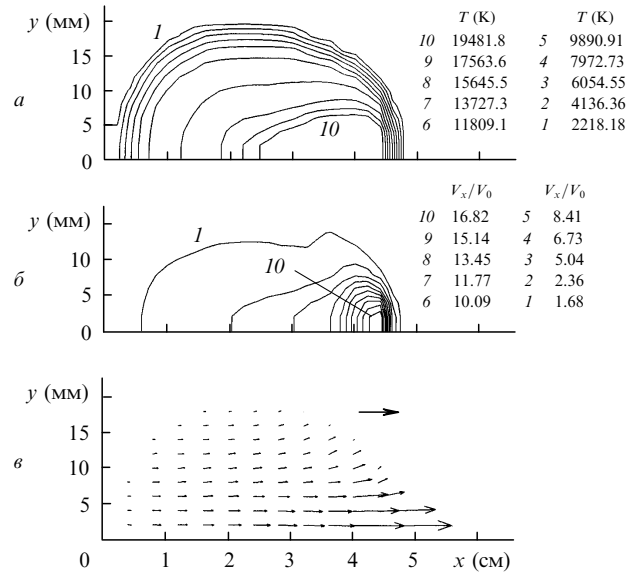


Рис.4. Структура ЛВМГ (РГД модель) через 0.986 мс после начала процесса (мощность лазера 200 кВт, радиус лазерного пучка 1.05 см) – распределение температуры (лазерный пучок направлен справа налево) (а), распределение осевой скорости (б) и векторное поле скоростей (длина выделенной масштабной стрелки отвечает скорости 10 м/с) (в); $V_0 = 31.3$ см/с – характерная скорость тепловой гравитационной конвекции, соответствующая масштабу 1 см.

распределения термогазодинамических параметров в ЛВМГ в три последовательных момента времени ($t = 0.986, 1.885$ и 2.667 мс) при использовании основной РГД модели.

На рис.7 представлены результаты расчетов этого варианта с использованием различных моделей теплообмена. Из четырех расчетных моделей, использующих базовую оптическую модель, РГД и РК модели дают практически совпадающие между собой результаты, которые к тому же хорошо совпадают с экспериментальными данными (см. рис.2). Модели, в которых используется пред-

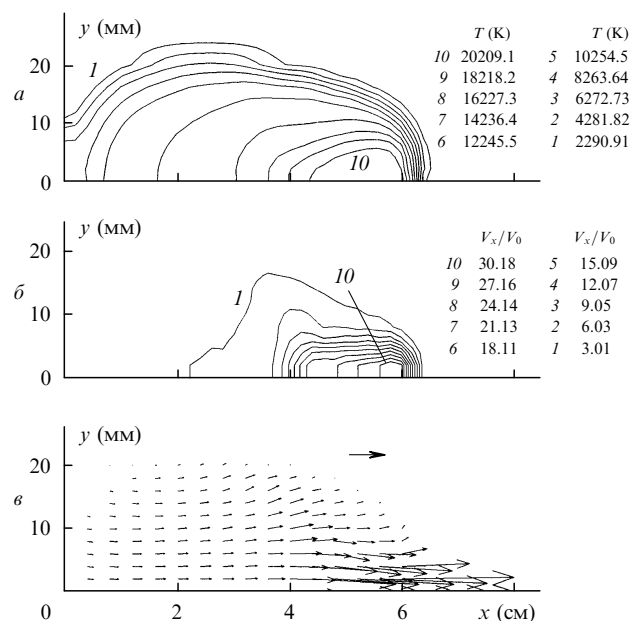


Рис.5. Структура ЛВМГ (РГД модель) через 1.885 мс после начала процесса (обозначения те же, что и на рис.4).

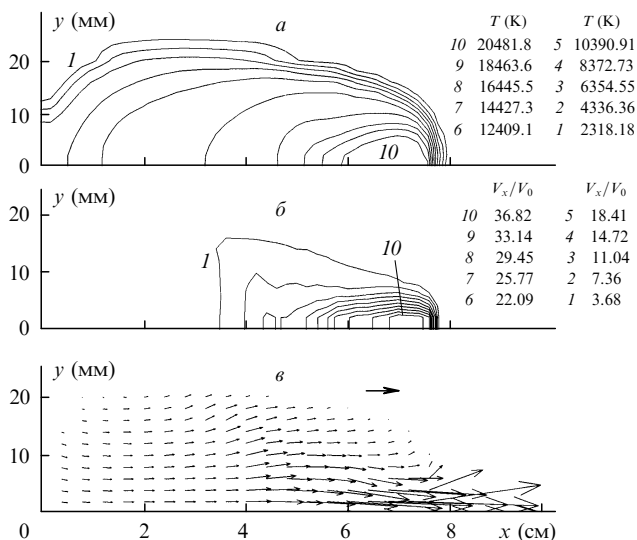


Рис.6. Структура ЛВМГ (РГД модель) через 2.667 мс после начала процесса (обозначения те же, что и на рис.4).

положение об объемном высвечивании лучистой энергии (РГДОВ и РКОВ модели), также дают близкие результаты, но они более чем на порядок занижены по сравнению с экспериментальными данными.

Примечательно, что газодинамические процессы практически не оказывают влияния на скорость движения волн в рассматриваемых условиях. Подчеркнем, что это отнюдь не означает, что ЛВМГ движется в покоем воздухе. Как видно из рис.4–6, в ее окрестности формируется газодинамическое поле с достаточно высокой скоростью движения газа.

То, что в рассматриваемом случае скорость распространения ЛВМГ определяется поглощением теплового излучения перед ее фронтом, позволяет высказать предположение о том, что заметное влияние на расчетную скорость распространения ЛВМГ должны оказывать используемые в расчетах оптические свойства низкотемпературной плазмы. Этим можно было бы объяснить и расхождение расчетных [9] и экспериментальных [8] данных, показанных на рис.1. Это подтвердилось расчетами по РГД модели с МОМ, где были получены заниженные скорости \bar{V} , совпадающие с результатами расчетов [9].

Заключение

В результате систематического численного исследования термогазодинамической структуры ЛВМГ в условиях экспериментов [8] показано, что определяющим распространение ЛВМГ процессом является реabsорбция теплового излучения перед фронтом волны, т.е. волны распространяются в радиационном режиме. Влияние газодинамики процесса на скорость распространения волн оказывается незначительным, при этом газодинамическая структура потока не успевает установиться.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 98-02-17728.

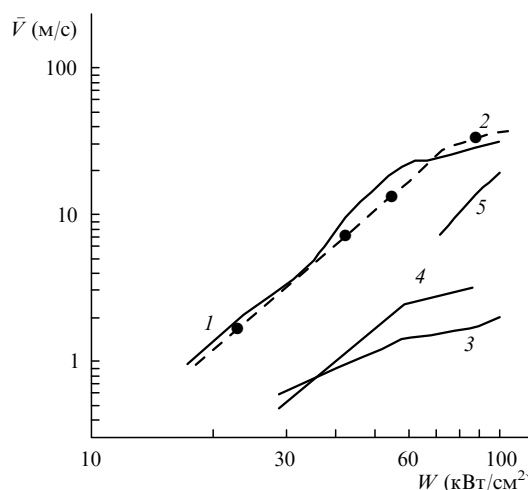


Рис.7. Скорости распространения лазерных волн горения при радиусе лазерного пучка 10.5 мм, рассчитанные по РГД модели (1), РК модели (2), РГДОВ модели (3), РКОВ модели (4) и РГД модели с МОМ ($k_{\text{МОМ}} = 10k$) (5).

1. Бункин В.Ф., Конов В.И., Прохоров А.М., Федоров В.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **9**, 609 (1969).
2. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б. и др. *Труды ИОФАН*, **10**, 3 (1988).
3. Райзер Ю.П. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 195 (1970).
4. Генералов Н.А., Зимаков В.П., Козлов Г.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 447 (1970).
5. Райзер Ю.П. *ЖЭТФ*, **58**, 2127 (1970).
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика* (М., Наука, 1986).
7. Гуськов К.Г., Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. *Квантовая электроника*, **17**, 937 (1990).
8. Klosterman E.L., Byron S.R. *J. Appl. Phys.*, **45**, 4751 (1974).
9. Jackson J.P., Nielsen P.E. *AIAA J.*, **12**, 1498 (1974).
10. Conrad R., Raizer Yu.P., Surzhikov S.T. *AIAA J.*, **34**, 1584 (1996).
11. Козик Е.А., Лосева Т.В., Немчинов И.В. и др. *Квантовая электроника*, **5**, 2138 (1978).
12. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. *Квантовая электроника*, **11**, 2301 (1984).
13. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. *ТВТ*, **23**, 29 (1985).
14. Райзер Ю.П., Силантьев А.Ю., Суржиков С.Т. *ТВТ*, **25**, 454 (1987).
15. Суржиков С.Т. *Математич. моделир.*, **2**, № 7, 85 (1990).
16. Лосева Т.В., Немчинов И.В. *Квантовая электроника*, **19**, 250 (1992).
17. Демченко В.В., Лосева Т.В., Немчинов И.В. *Квантовая электроника*, **19**, 257 (1992).
18. Лосева Т.В., Немчинов И.В. *Мех.жидк.газа*, № 5, 166 (1993).
19. Суржиков С.Т. *Математич. моделир.*, **7**, № 6, 3 (1995).
20. Суржиков С.Т. *Мех.жидк.газа*, № 3, 138 (1997).
21. Суржиков С.Т. *Вычислительный эксперимент в построении радиационных моделей механики излучающего газа* (М., Наука, 1992).

S.T.Surzhikov. Numerical analysis of subsonic laser-supported combustion waves.

A nonstationary model of radiation gas dynamics for subsonic laser-supported combustion waves is presented. A systematic numerical simulation of the temperature and gas-dynamic structure of such waves under the conditions of experiments of E.L.Klosterman and S.R.Byron is carried out. It is shown that the dominant process governing the propagation of subsonic laser-supported combustion waves in this case is the reabsorption of heat radiation ahead of the wave front, whereas the gas-dynamic processes are of minor importance.