

**Т. А. Кортаева, В. М. Фомин, В. И. Яковлев**Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, РоссияИнститут теоретической и прикладной механики  
им. С. А. Христиановича СО РАН  
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: korta@itam.nsc.ru; fomin@itam.nsc.ru; yakovlvi@itam.nsc.ru

**РЕЖИМЫ ЛАЗЕРНОГО ЭНЕРГОПОДВОДА В ГАЗОВЫЙ ПОТОК \***

Представлены краткий обзор и анализ результатов исследований взаимодействия лазерного излучения с потоками газа в широком диапазоне чисел Маха. Анализируется взаимосвязь газодинамических процессов и механизмов поглощения энергии излучения, определяющих тепловое самовоздействие лазерного луча, «световое горение», образование лазерной искры и высокоскоростных режимов распространения оптических разрядов, в частности лазерной волны детонации. Для доказательства основных выводов используются результаты различных экспериментов, подробное описание которых представлено в ранее опубликованном обзоре (препринт № 2-2004, ИТПМ). Впервые на основе развитого аналитического подхода представлены количественные результаты сравнения волновой структуры и параметров течения для двух предельных квазистационарных режимов (лазерной искры и светодетонационной волны) поглощения пульсирующего лазерного излучения. На основе опыта использования излучения CO<sub>2</sub>-лазера анализируются возможности применения источников излучения терагерцового диапазона в аэрофизическом эксперименте.

**Введение**

В последнее десятилетие в области аэродинамики интенсивно ведутся исследования новых способов управления течениями и обтеканием летательных аппаратов. В этой связи изучаются эффекты локального и распределенного энергетического воздействия на сверхзвуковые течения с применением электрических разрядов, электромагнитного излучения (микроволнового, лазерного) [1–3]. При поглощении энергии в сверхзвуковом потоке формируется область низкой плотности, которая существенно влияет на перестройку структуры течения и режим обтекания тела. При использовании электромагнитного, в частности лазерного излучения актуальным является вопрос о влиянии различных механизмов поглощения энергии на газодинамическую структуру потока. О сложной взаимосвязи механизмов поглощения энергии излучения и газодинамических процессов при распространении лазерных разрядов в газе свидетельствуют многочисленные данные [4; 5]. Распространение интенсивных лазерных лучей в поглощающем потоке газа приводит к образованию нагретых локальных областей или протяженных каналов с низкой плотностью. Соотношения характерных скоростей механизмов поглощения излучения и газодинамических процессов определяют динамику параметров среды. При повышении интенсивности излучения выше порогового значения происходят оптический пробой среды и резкая смена механизмов поглощения. Свойства нагретых областей, в свою очередь, влияют на распространение и поглощение излучения, что определяет сложную взаимосвязь механизмов поглощения энергии излучения и газодинамической структуры сверхзвукового течения. В то же время в экспериментальном и расчетном моделировании энергетического воздействия при решении задач аэродинамики наиболее полно изучен только один режим, аналогичный лазерной искре, т. е. в приближении мгновенного энерговыделения (объемный взрыв) в заданной локальной области потока. Возможности энергетического воздействия при

---

\* Работа выполнена в рамках интеграционного проекта СО РАН-2006 № 22 «Исследование структуры течений в условиях нерезонансного и резонансного взаимодействия терагерцового излучения с газом», а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 06-08-01406 «Исследование режимов лазерного энерговыделения в газовом потоке»).

формировании других режимов поглощения энергии в потоке практически не изучены.

Основной целью представленного краткого обзора является анализ взаимосвязи газодинамических процессов и механизмов поглощения энергии излучения в потоках газа в широком диапазоне скоростей или чисел Маха ( $1 \ll M \ll 1$ ). Представлены установленные закономерности, определяющие тепловое самовоздействие лазерного луча, «световое горение», формирование лазерной искры и высокоскоростные режимы (в частности, лазерная волна детонации) распространения оптических разрядов. Результаты анализа позволят получить в более полном объеме ответ на вопрос о возможностях применения электромагнитного, в частности лазерного излучения для решения задач аэродинамики. Также расширятся возможности планирования аэрофизического эксперимента и прогнозирования их результатов для натуральных условий полета при различных режимах энергетического воздействия на поток.

### Стационарные режимы лазерного энергоподвода

*Аэрооптика лазерного луча.* При распространении в газовом потоке излучения с интенсивностью  $I$  ниже порога пробоя энергия поглощается вдоль направления луча (ось  $oz$ ) по известному экспоненциальному закону  $I/I_0 \sim f(x, y) \exp(-\alpha z)$ , где  $\alpha$  – коэффициент поглощения среды на длине волны используемого излучения, функция  $f(x, y)$  характеризует распределение интенсивности в сечении луча. Для излучения большинства существующих лазеров коэффициент поглощения воздуха очень мал и в пределах характерного масштаба течения  $z$  выполняется условие  $\alpha z \ll 1$ , при котором течение считается двумерным [6]. При распространении излучения на большие расстояния становится заметным эффект самовоздействия луча, т. е. изменение распределения интенсивности излучения и фазовых искажений волнового фронта вследствие изменения плотности потока [7–12]. Определение этих изменений с учетом аэродинамики обтекания лазерного луча является основной задачей аэрооптики [13; 14].

Установлено, что в зависимости от мощности излучения и скорости (числа Маха) потока осуществляются как различная аэродинамика обтекания, так и разные режимы самовоздействия луча – теплопровод-

ностный, конвективный, сверхзвуковой. По мере увеличения скорости возмущение плотности среды определяется механизмами теплопроводности, вынужденной конвекции, акустики или их комбинацией в переходных режимах. Также отмечается, что наиболее общий характер проявления эффектов самовоздействия лазерного луча состоит в том, что: в конвективном стационарном режиме при  $M \ll 1$  поперечного обдува трехмерного коллимированного пучка расширение происходит преимущественно в поперечном к потоку направлении; в трансзвуковом потоке преобладает расширение пучка в продольном по потоку направлении.

При распространении резонансного излучения в молекулярном газе существенное значение приобретает взаимосвязь процессов поглощения и механизмов релаксации энергии. Одно из наиболее ярких проявлений их взаимовлияния – возникновение термооптических автоколебаний [15]. При этом в распределенной системе это явление может привести к возникновению устойчивых и неустойчивых пространственно-временных структур типа стоячих и бегущих волн, а в реагирующей системе – к существованию области высокой эффективности протекания реакций. Состояние работ по данной теме находится, в основном, в стадии расчетного моделирования и анализа процессов в покоящемся газе.

Экспериментальные исследования течений при резонансном ( $\alpha z \geq 1$ ) взаимодействии излучения со средой проводились только при невысоких уровнях мощности излучения [11; 12]. В таком случае значительная часть энергии излучения аккумулируется в цилиндрической области течения (энергоисточнике), ограниченной радиусом луча и характерным масштабом поглощения  $1/\alpha$ . В зависимости от ориентации луча относительно потока могут проявиться разные эффекты его воздействия вследствие трехмерного характера течения при сильной экспоненциальной зависимости интенсивности от расстояния вдоль луча. Кроме того, поскольку основные механизмы поглощения обусловлены возбуждением колебательных и колебательно-вращательных энергетических уровней молекул, газодинамическая структура течения может зависеть также от скорости релаксации энергии возбуждения в поступательное движение молекул. В решениях задач аэрооптики эти факторы не рас-

смагивались и предполагалось «мгновенное» перераспределение энергии.

«Лазерное горение» и непрерывный оптический разряд (НОР) в дозвуковом потоке. Режим дозвукового распространения оптического разряда – «медленного горения» обнаружен экспериментально [16]. Импульс неодимового лазера (пиковая мощность  $10^6$  Вт, длительность 1 мс) с интенсивностью в фокусе  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, что на два порядка ниже порога пробоя, при внешней ионизации газа в фокусе приводил к пробоям с формированием плазменных фронтов, распространяющихся в обе стороны вдоль луча. Скорость уменьшалась от 40 м/с до полной остановки на расстоянии 4 см от области пробоя. В луче СО<sub>2</sub>-лазера с удельной мощностью  $2 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> плазменный фронт распространялся навстречу лучу со скоростью 20–50 м/с, так как излучение сильно поглощается и не в состоянии поддерживать движение плазмы в противоположном направлении. Теоретический анализ и расчетные оценки параметров режимов дозвукового распространения оптического разряда, наблюдаемых в различных экспериментах, проведены Ю. П. Райзером [17]. При относительно низких уровнях мощности и давления основной механизм явления – теплопроводность, при их повышении возрастает роль лучистого энергообмена. Для режимов теплопроводностного механизма «светового горения» получен аналог формулы Я. Б. Зельдовича для нормальной скорости  $U$  «горения» разряда при мощностях, заметно выше пороговых значений в виде  $U \approx (\lambda_T / \rho c_p)(I\alpha / \theta_0)^{1/2}$ , где коэффициент теплопроводности  $\lambda_T$  и потенциал теплового потока  $\theta_0$  сильно зависят от температуры плазмы.

В непрерывном режиме требуемые параметры обеспечиваются только при использовании излучения СО<sub>2</sub>-лазера ввиду его значительной мощности [18]. Кроме того, этому благоприятствует существенный, как квадрат длины волны, рост коэффициента поглощения излучения. Характерные значения скорости в этом случае не превышают нескольких метров в секунду при интенсивностях до  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. Поэтому при горении непрерывного оптического разряда в потоке газа для каждой мощности, а также условий фокусировки, определяющей интенсивность излучения, существует предельно допустимая скорость потока, при превышении которой разряд «сдувает». Следовательно, в вы-

сокоскоростном потоке медленный режим лазерного «горения» не может быть реализован даже при наличии внешнего источника ионизации, так как в этом случае его, как ранее отмечалось, «сдует» потоком.

### Импульсные режимы распространения оптических разрядов

*Лазерная искра.* При повышении интенсивности на 2–3 порядка относительно условий лазерного «горения» в области фокусировки излучения осуществляется самостоятельный (без внешней ионизации) пробой газа. Это явление лазерной искры, открытое с появлением первых лазеров, по физике процесса аналогично хорошо изученному пробоям газа в поле СВЧ-излучения [4; 5]. Отличие состоит только в том, что в оптическом диапазоне частот порог пробоя и диапазон давлений, где он минимален, значительно выше. При фокусировке излучения интенсивность лучистой энергии  $I$  повышается, напряженность электрического поля волны  $E \sim I^{1/2}$  достигает значений, при которых энергия электронов является достаточной для развития лавинной ионизации, т. е. пробоя среды и образования плазмы. Плазма образуется очень быстро относительно характерных масштабов времени газодинамических процессов, что обеспечивает условие «мгновенности» энерговыделения. Ввиду требуемой для оптического пробоя газа высокой мощности излучения во многих экспериментах применялись импульсные лазеры с короткой фокусировкой излучения. В них отмечена основная особенность газодинамики лазерной искры: в начальной стадии процесса формируется практически сферическая ударная волна, которая очень быстро опережает также сферическую область плазмы при ее относительно медленном радиальном расширении. Например, в [19] лазерное излучение неодимового лазера фокусировалось в очень малое пятно диаметром не более нескольких десятков микрон, что обеспечивало плотность мощности  $100$  МВт/см<sup>2</sup>. Измерениями показано, что начальная стадия распространения ударной волны описывается теорией сильного точечного взрыва, а поздняя не соответствует условию автомодельности. В этом случае характер движения был определен расчетным путем при решении как уравнений Эйлера, так и Навье-Стокса. Численные результаты оказались близкими между собой и в хорошем соответствии

с данными измерений. В экспериментах [20] пробой осуществлялся излучением неодимового лазера в покоящемся воздухе и затем в сверхзвуковом потоке. В течение 60 мкс ударная волна и плазма пробоя имели сферически симметричную форму с числом Маха в момент окончания свечения (25 мкс)  $M_5 = 1,39$ . Из измерений динамики фронта ударной волны и теории сильного сферического взрыва в [20] была определена энергия импульса, равная 0,95 Дж.

В ряде экспериментов с лазерной искрой обнаружен также переход к асимметричному характеру расширения плазмы. В одном из первых исследований [21] с применением неодимового лазера с энергией импульса 1 Дж регистрировалось кольцеобразное вихревое движение плазмы. Такое «развитие неустойчивости при релаксации нагретой области» объяснялось асимметрией энергоподвода, поскольку искра имела протяженность вдоль направления распространения луча. Аналогичный эффект наблюдался в экспериментах [22] при фокусировке в атмосферном воздухе излучения Nd:YAG (532 nm) лазера с энергией импульсов 108, 112 и 145 мДж. Наблюдаемое формирование вихревой структуры объяснялось тем, что при асимметричном пробое вдоль направления луча формируется лазерная волна детонации, и движение плазмы за ней вовлекает в движение холодный газ. Влияние асимметрии области энерговыделения в виде плоского и удлиненного цилиндров в невязком газе анализировалось в расчетной работе [23]. Показано, что на начальном этапе вследствие асимметрии ударной волны (позднее она принимает сферическую форму) газу сообщается импульс в определенном направлении, который индуцирует дозвуковую струю и вихрь. Они распространяются вдоль или поперек оси симметрии в зависимости от начальной конфигурации ударной волны. Таким образом, при локализованном, практически «точечном» энергоподводе в лазерной искре осуществляется сферически симметричный характер движения ударной волны и плазменной области. При изменении геометрии области энерговыделения вследствие изменений условий фокусировки излучения формируется более сложная газодинамическая структура течения. Естественно, от динамики этих процессов зависят пространственная однородность и длительность существования плазмы.

Динамика протяженной плазмы лазерного и электрического, а также комбинированного лазерно-электрического пробоя цилиндрической симметрии детально изучалась в экспериментах [24]. Создавалось пять различных типов плазменных каналов в газе атмосферного давления: (a) при взаимодействии импульса излучения CO<sub>2</sub>-лазера с атмосферными аэрозолями, (b) при электрическом разряде в атмосфере, (c) электрическом разряде, инициируемом лазерным лучом, при поглощении многомодового (d) и одномодового (e) излучения CO<sub>2</sub>-лазера в азоте с примесью гексафторида серы. Примесь обеспечивала поглощение излучения и нагрев среды, достаточно быстрый при интенсивности излучения более  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Наблюдаемый во всех случаях эффект перемешивания холодного газа и плазмы происходил с существенно различной скоростью. Было показано, что в каналах радиусом 1 см, в которых энерговыклад был асимметричен и/или аксиально неоднороден типичная скорость охлаждения была в тысячу раз быстрее расчетной для теплопроводности. Это вызвано турбулизацией среды и ее охлаждением при проникновении холодного окружающего воздуха в горячий канал. Эксперименты (d) и (e) убедительно продемонстрировали, что симметрия энерговыклада предотвращает развитие турбулентного конвективного перемешивания, и скорость охлаждения после достижения изобарической стадии процесса находится в пределах порядка величины, соответствующей механизму теплопроводности. В работе [25] представлены детальные теоретические доказательства механизмов быстрого охлаждения плазмы в горячем канале на основе теории вихреобразования при вводе в газ цилиндрического импульса энергии. В результате показано, что в широком диапазоне условий преимущественный механизм охлаждения – турбулентное конвективное перемешивание. Позднее в численных исследованиях получены более детальные сведения аналогичного характера. Например, в работе [26] изучалась динамика состояния среды с периодически расположенными областями термодинамических неоднородностей, которые могут формироваться вследствие быстрого выделения энергии при взаимодействии лазерных и электронных пучков, СВЧ-разрядов с газовой средой. Показано, что в области неоднородного взрыва образуются вихревые течения, характерный масштаб и интенсивность которых определяются пара-

метрами неоднородности энерговыделения. В зависимости от симметрии может происходить дробление горячих областей и в течение характерного времени процесса теплопроводности сохраняется существенная термодинамическая неоднородность среды. В работе [27] на основе экспериментальных данных и простой расчетной модели получено эмпирическое выражение для характерного времени остывания  $\tau_T$  плазмы лазерной искры, создаваемой излучением неодимового лазера (длительность импульса 30 нс, энергия до 70 Дж) в атмосферном воздухе. Фокусировка излучения осуществлялась аксиконом с углом при вершине  $169^\circ$ , а также линзой с фокусным расстоянием 20 см. Длина цилиндрической плазмы пробоя составляла 20 см, диаметр области свечения от 3 до 5 мм. В диапазоне  $E^0 = 0,1-3$  Дж/см характерное время остывания изобарического канала составляло величину  $\tau_T = 5 \cdot 10^{-4} (E^0)^{1/2}$ . Температурные измерения показали, что за это время энтальпия плазмы воздуха в канале снижается в 2 раза.

Таким образом, в лазерной искре очень быстро образуется плазма высокого давления сферической или цилиндрической геометрии в зависимости от условий фокусировки излучения. За относительно короткий период происходит радиальный разлет плазмы с понижением давления до давления в окружающей среде. Перед фронтом расширяющейся плазмы формируется опережающая ее сферическая или цилиндрическая ударная волна. Последующий, относительно медленный процесс релаксации плазмы происходит в условиях изобаричности. При этом «качество» или однородность энерговклада определяет степень турбулизации плазмы, соответственно, скорость ее охлаждения.

*Модель точечного взрыва.* Во многих исследованиях при анализе экспериментов с лазерной искрой использовалась модель точечного взрыва, однако не в полной мере. Применялось известное автоточечное решение Л. И. Седова без учета начального давления газа. Во многих случаях условие сильного взрыва быстро нарушалось, поэтому в сравнительном анализе данных использовались численные расчеты для конкретных условий эксперимента (см., например, [19; 22]). Однако в [28; 29] также на основе численного решения задачи точечного взрыва с учетом противодействия получены решения, которые систематизированы и

представлены в виде табличных данных в зависимости от обобщенных энергетических параметров для различной геометрии (плоской, цилиндрической и сферической) взрыва, а также разных значений показателя адиабаты  $\gamma$  ( $= 1,3, 1,4$  и  $5/3$ ). Их использование позволяет без применения методов численного моделирования определять радиальное распределение основных параметров среды на различных стадиях процесса. Однако в данной модели, как и при сильном точечном взрыве имеется особенность решения в центре ( $r = 0$ ) расчетной области, где плотность  $\rho(0) = 0$ , а температура и скорость звука стремятся к бесконечно большой величине. Однако в реальных условиях эксперимента с подводом энергии в область конечных размеров эти параметры ограничены. Для устранения этой особенности используется предположение о достаточно однородном радиальном распределении плотности (соответственно, температуры и скорости звука) в центре области, где их средние значения близки к табулированным расчетным величинам в ближайшей расчетной точке, т. е. при  $r = r_0$ . Полученные таким образом данные находятся в хорошем соответствии с закономерностями развития лазерного пробоя, которые изучались во многих экспериментах [19–22; 24]. Более точное совпадение данных по динамике ударной волны и границы разогретой области (плазмы) низкой плотности имеет место при условии малой области энерговыделения относительно характерных масштабов явления. Кроме того, полученные в [27] данные о динамике температуры в центре лазерной искры в сравнении с расчетом в рамках вышеуказанного приближения подтверждают предположение о том, что параметры среды в центральной области энерговыделения до ее границы достаточно однородны и близки к их расчетным значениям в ближней к центру точке  $r = r_0$ .

Таким образом, использование известных решений [28] модели точечного взрыва с учетом противодействия позволяет без применения методов численного моделирования определять динамику локализованной лазерной плазмы после пробоя. Общим свойством ее динамики является наличие двух характерных стадий процесса: относительно быстрое адиабатическое расширение плазмы; установившееся состояние со стабилизацией радиуса  $r = r_0$  области низкой плотности и параметров среды в этой области.

ти. Динамическая стадия происходит за время, определяемое соотношением:  $t^* = \tau^* t^0 = \tau^* \gamma^{1/2} (E^0 / p_\infty)^{1/2} / c_\infty$ . Учитывая табулированные значения  $\tau^* = 0,22$ , получается, что при  $\gamma = 1,3$   $t^* \approx 1,5 \cdot 10^{-5} (E^0)^{1/2}$  сек при атмосферном давлении и размерности  $E^0$  в Дж/см. Эта зависимость от величины  $\gamma$  достаточно слабая, и различие значений  $t^*$  составляет не более 15 %. Сравнение с данными [27] показывает, что время охлаждения плазмы вследствие турбулентного перемешивания с холодным газом составляет  $\tau_T = 50 \cdot 10^{-5} (E^0)^{1/2}$  и превышает длительность начальной стадии более чем в 20 раз. Характерной особенностью процесса релаксации плазмы является независимость соотношения времен расширения и охлаждения от величины энерговклада, так как оба параметра пропорциональны величине  $(E^0)^{1/2}$ . Однако, с учетом результатов [24], это соотношение может уменьшаться или увеличиваться в зависимости от «качества» используемого излучения.

Общий подход к созданию приближенной расчетной модели режима лазерной искры в сверхзвуковом потоке состоит в использовании модифицированной модели точечного взрыва [28], т. е. с применением вышеуказанного способа определения параметров в центральной области энерговыделения. Нестационарные решения преобразованием координат  $x = tu$ , где  $u$  – скорость потока, определяют стационарное распределение параметров за областью непрерывного энерговыделения в потоке. Ранее этот подход использовался только при использовании автомодельных решений сильного взрыва (см., например, [3]). Предполагая частоту импульсов достаточной для формирования квазистационарного течения, определяется цилиндрическая конфигурация ударной волны и параметры за ее фронтом на достаточном удалении от зоны локального энерговыделения в потоке. Использование указанного выше способа оценки параметров плазмы в центральной области энерговыделения (т. е. при  $r = r_0$ ) позволяет определять взаимосвязь энергетических и газодинамических параметров непосредственно в тепловом следе за лазерным энергоисточником. Использование решений цилиндрического взрыва оправдано при условии, когда градиенты газодинамических параметров по оси потока существенно меньше радиальных [3], вследствие чего осевое движение газа вызвано его смещением набегающим потоком. Данное условие выполня-

ется при установлении изобарического течения, когда параметры течения в центральной области очень слабо изменяются и определяются величиной энергетического параметра (энергия на единицу длины)  $E^0 = P / u$ , где  $P$  – измеренная средняя мощность поглощенного лазерного излучения.

*Пульсирующий оптический разряд в сверхзвуковом потоке.* Лазерная искра – нестационарный процесс, при котором энергия вводится в газ за очень короткое относительно газодинамических масштабов время. Поэтому для организации в высокоскоростном потоке локального энергоподвода длительное время и при относительно невысокой средней мощности следует использовать пульсирующее излучение. Вывод о преимуществе использования пульсирующего режима излучения в [3] обосновывается по следующим причинам. Во-первых, при относительно малой средней мощности излучения  $P$  пиковая мощность импульсов  $P_p$  с частотой следования  $f$  гораздо выше, так как  $P = (P_p \tau) f = P_p (\tau / T)$ . При соотношении характерной длительности импульсов к периоду  $\tau / T \ll 1$  следует  $P_p \gg P$ , что позволяет получить мощность импульса выше пороговой пробоя газа. Вторая причина связана с фактом повышения пороговой мощности пробоя при понижении плотности среды. В пульсирующем режиме по сравнению со стационарным плотность среды в области фокусировки всегда выше вследствие смещения плазмы набегающим потоком, что снижает требования к мощности излучения. Кроме того, варьированием соотношения характерных масштабов времени  $\tau / T$  можно изменять пиковую мощность при сохранении средней мощности  $P$ .

Для экспериментального моделирования импульсно-периодического энергоисточника в потоке можно использовать мощные твердотельные импульсные лазеры в многопиковом режиме генерации. Это впервые доказано в работе [20], в которой использовалось излучение неодимового лазера в режиме модулированной добротности. С этой целью лазер был оснащен оптическим затвором, что давало возможность получить серию импульсов (с интервалом до 200 мкс) длительностью около 150 нс каждый. При каждом оптическом пробое в сверхзвуковом потоке образуются сферические ударные волны и «цепочка» областей слаборасширяющейся плазмы. При их слиянии за точкой фокусировки излучения формируется

протяженный канал низкой плотности. Было отмечено, что ударные волны практически не влияли на режим обтекания модели (сферы), установленной вниз по потоку. Однако газодинамическая структура обтекания изменялась при взаимодействии квазистационарной области низкой плотности с ударной волной перед моделью. Как указано в [20], небольшая продолжительность квазистационарного режима существенно затрудняла возможность получения систематизированных данных об исследуемых процессах, кроме результатов визуализации структуры течения в окрестности обтекаемой модели.

Длительное квазистационарное воздействие на структуру сверхзвукового течения может быть осуществлено при использовании  $\text{CO}_2$ -лазера. Его преимущества в экспериментальном моделировании связаны с возможностью формирования импульсно-периодического режима генерации с высокой частотой следования импульсов в течение длительного, практически неограниченного времени [30]. Такая задача длительного квазинепрерывного подвода энергии излучения в сверхзвуковой поток была решена в совместной работе ИТПМ и ИЛФ СО РАН [31–33] путем использования импульсно-периодического излучения  $\text{CO}_2$ -лазера со средней мощностью 1–2,5 кВт и частотой следования импульсов  $f = 12\text{--}100$  кГц. Лазерное излучение проходило через форкамеру, сопло и фокусировалось на оси сверхзвукового потока аргона в расчетном  $M = 2$  режиме истечения при статическом давлении 0,6 атм. Использование укороченного сопла с достаточно большими диаметрами критического и выходного сечений (15,5 и 20 мм соответственно) позволило направить сфокусированное излучение вдоль его оси по направлению потока. Диаметр фокального пятна  $d = 0,2\text{--}0,25$  мм. Вследствие высокой интенсивности импульсов излучения происходил оптический пробой среды, и в потоке формировалась пульсирующая плазма с частотой следования лазерных импульсов. Длительность лазерных импульсов ( $\tau = 1,1$  мкс) была значительно меньше интервала времени  $t$  между ними (от 10 мкс и более), поэтому за время импульса относительное смещение плазмы потоком было незначительным. Следовательно, в потоке периодически происходило практически «мгновенное» образование плазмы протяженностью  $L$ , которая к моменту следующего импульса смещалась вниз по течению на

расстояние  $ut$  или  $u/f$ . Условие слияния плазменных областей за время  $t$  при их слабом осевом расширении можно выразить приближенным равенством  $u/f \approx L$ . При известных параметрах  $u$  и  $L$  этим соотношением определяется пороговая частота  $f \approx u/L$  перехода от нестационарного к квазистационарному характеру изменения параметров в тепловом следе за плазменным энергоисточником. Важно отметить, что этот результат не зависит от механизмов формирования оптического разряда, поскольку выполняется условие короткой длительности импульса излучения  $\tau/t \ll 1$  при значительной протяженности плазмы. Полученный вывод подтверждается результатами экспериментов [32, 33].

*Механизмы формирования гиперзвуковых режимов распространения оптического разряда.* При высоких энергетических параметрах излучения, от пороговых значений и выше, в зависимости от условий фокусировки (острая, протяженная, с различным радиусом фокального пятна) могут также реализоваться существенно отличные от лазерной искры высокоскоростные механизмы распространения разряда. В экспериментах с гигантскими импульсами рубинового и неодимового лазеров было зарегистрировано движение границы плазмы только в одном направлении – навстречу лазерному лучу с очень высокой скоростью, до 100 км/с. Анализ и объяснение этого явления представлены Ю. П. Райзером в работе [34]. Механизм распространения разряда – гидродинамический, аналогичный газовой детонации. За фронтом ударной волны образуется сильноионизованная плазма с очень узкой зоной поглощения излучения. В [4; 5] отмечается, что светодетонационный механизм осуществляется в разрядах оптического диапазона, так как требуется очень сильное электрическое поле. В полях излучения более низких частот газ пробивается раньше, чем возникнут условия для генерирования лазерной волны детонации.

Основное условие формирования светодетонационной волны (СДВ) состоит в том, что лазерное излучение поглощается в тонком слое за фронтом с характерной длиной поглощения меньше диаметра луча. Фактически толщина фронта определяется длиной поглощения и равна наибольшей из двух величин:  $l_i$  (при которой происходит термическая ионизация) или  $l_w$  (длина поглощения). Анализ этих параметров приведен в [3]. Ско-

рость  $V$  распространения фронта СДВ определяется выражением:  $V = [2(\gamma^2 - 1)I / \rho_\infty]^{1/3}$ . В типичном для режимов СДВ диапазоне плотностей мощности излучения  $\text{CO}_2$ -лазера  $I = 10^8 - 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> эта скорость гиперзвуковая (более 10 км/с). Параметры потока за фронтом СДВ (индекс  $W$ ): плотность, давление, внутренняя энергия (или энтальпия), скорость потока и скорость звука определяются известными для детонационной волны соотношениями:

$$\begin{aligned} \rho_W / \rho_\infty &= (\gamma + 1) / \gamma, \\ p_W / p_\infty &= 1 / (1 + \gamma), \\ \varepsilon_W / V^2 &= \gamma / (\gamma + 1)^2 (\gamma - 1), \\ u_W &= c_W = \gamma V / (\gamma + 1). \end{aligned}$$

Индекс  $\infty$  соответствует параметрам невозмущенного потока газа. В плазме оптического пробоя эффективный показатель адиабаты оценивается величиной  $\gamma \approx 1,3 - 1,15$  в диапазоне температур 10–20 кК вследствие сильной ионизации газа.

Экспериментами и их расчетно-теоретическим анализом [35–37] определены также и другие высокоскоростные режимы распространения разрядов. Каждый режим соответствует определенному механизму переноса плазменного фронта и характеризуется своими закономерностями распространения. Формально в экспериментах установлена степенная аппроксимация скорости движения фронта и температуры плазмы в виде  $V \sim I^a$ ,  $T \sim I^b$ , где  $a$  и  $b$  слабо изменяющиеся от начальных параметров и интенсивности излучения величины, определяемые экспериментально. Например, быстрая волна ионизации характеризуется условием  $a > 1$  и  $b < 0$ , в то время как остальные – сверхдетонационный теплопроводный и радиационный – противоположным условием  $a < 1$  и  $b > 0$  [35]. Физическая сущность того или иного режима определяется относительной ролью совокупности происходящих во фронте процессов: нагрев газа, его сжатие и расширение, ионизационная релаксация, выравнивание электронной и ионной температур, поглощение лазерного излучения, электронная теплопроводность. Например, различие в степенях ионизации газа излучением плазмы перед ее фронтом приводит к принципиальному различию закономерности распространения разряда в зависимости от интенсивности лазерного излучения, что отличает радиационный режим от быстрой волны ионизации. Из известных режимов распространения разряда в случае «острой» фокусировки из-

лучения  $\text{CO}_2$ -лазера в широком диапазоне интенсивностей возможен только светодетонационный режим [37]. Это связано с тем, что при достаточной мощности выполняется также необходимое для этого режима условие – сильное поглощение излучения в узкой (размером менее диаметра луча) зоне. Как ранее указывалось, этому благоприятствует существенный рост коэффициента поглощения длинноволнового излучения в плазме. Для излучения видимого диапазона параметры плазмы, а соответственно и излучения, должны быть существенно выше.

Модели распространения разрядов широко использовались во многих экспериментальных и расчетных исследованиях процессов образования лазерной плазмы вблизи поверхности. Например, в [38; 39] они применялись для определения тепловых потоков в мишень, давления и передаваемого мишени импульса в зависимости от мощности и диаметра лазерного луча. Установлено, что при интенсивностях излучения  $\text{CO}_2$ -лазера от  $2 \cdot 10^4$  до  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> происходят «зажигание» лазерной волны горения (ЛВГ) и ее движение навстречу лучу в парах вещества мишени. В [39] анализируются условия перехода от режима ЛВГ к СДВ. Показано существование переходного режима «слабой» светодетонационной волны в диапазоне интенсивностей излучения от  $10^6$  до  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. Получено удовлетворительное соответствие результатов измерений и расчета.

Таким образом, при интенсивности длинноволнового (10,6 мкм) излучения более  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup> скорость распространения разряда существенно, в десятки раз может превышать скорость газового потока. Поэтому в отличие от лазерного «горения» разряд в режиме СДВ возможен в сверх- и гиперзвуковых потоках. В [3] утверждается, что поглощение излучения в режиме СДВ – это наиболее целесообразный режим для поддержания требуемой квазистационарной волновой структуры в потоке, так как за фронтом волны плотность выше начальной и эффективность поглощения высока. Однако этот режим осуществляется только на начальной стадии движения, поскольку при выходе из области фокусировки интенсивность излучения падает, плотность плазмы уменьшается и она становится прозрачной для излучения. Соответственно, условия для поддержания лазерной волны детонации исчезают. Поэтому пульсирующий режим энергоподвода в скоростной поток является наиболее предпочтительным, так как при каждом импульсе в области



фокуса формируется светодетонационная волна с высокой эффективностью поглощения лазерного излучения.

В экспериментах [31–33] поглощенная мощность  $P$  излучения в плазме составляла от 60 до 80 % полной мощности излучения  $\text{CO}_2$ -лазера. Анализ условий показывает, что диапазон интенсивностей излучения  $\text{CO}_2$ -лазера составлял  $I = (0,5 - 3,4) \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$ , что является типичным для режима СДВ. При частоте следования лазерных импульсов 100 кГц  $V = 5,7 \text{ км/с}$ , давление за фронтом СДВ  $p_w = 34 \text{ МПа}$ , внутренняя энергия  $\varepsilon_w = 40 \text{ МДж/кг}$  и температура аргона составляет 24 500–25 000 К ( $\gamma \cong 1,21$ ). Максимальные параметры достигаются в узкой зоне протяженностью порядка диаметра лазерного луча. При варьировании частоты импульсов длина плазмы заметно изменяется: от максимальной протяженности  $L \approx 11\text{--}12 \text{ мм}$  при низких частотах (12 и 25 кГц) до ее минимального значения  $L \approx 5,5 \text{ мм}$  при  $f = 100 \text{ кГц}$ . Выявленная тенденция изменения  $L$  в зависимости от  $f$  коррелирует с характером изменения энергетических параметров лазерных импульсов. При увеличении интенсивности скорость СДВ возрастает, и при одинаковой длительности импульсов  $\tau$  пройденное расстояние  $L_w \approx V\tau$  увеличивается. Расчетные значения  $L_w$  для указанных частот составляют соответственно 6,3; 8,5; 9,6 и 12 мм, что достаточно хорошо совпадает с результатами измерений протяженности плазмы  $L$ . Анализ данных также показал, что при определенной частоте  $f \approx 50 \text{ кГц}$  происходит слияние плазменных областей, т. е.  $L \approx u/f$ , и формируется квазистационарный характер течения, который проявляется установившейся величиной измеряемых (в частности, аэродинамического сопротивления) параметров.

Приближенная расчетная модель течения с лазерным энергоподводом в режиме светодетонационной волны основывается на результатах вышеуказанных экспериментов и выводов расчетного моделирования [40]. Учитывается изэнтропический характер течения в тепловом следе, а также тот факт, что скорость потока существенно меньше скорости светодетонационной волны. Радиус внешней границы плазмы  $r(x)$  на расстоянии  $x$  от фронта СДВ определяется на основе теории точечного взрыва в момент времени  $t = x/V$  после взрыва линейного заряда с удельной энергией  $E^0 = P_p/V$ . При достаточно высокой частоте импульсов за

нестационарной областью оптического пробоя устанавливается вполне определенное квазистационарное и слабо изменяющееся по потоку давление, а также другие параметры. Повторяющийся пробой в потоке формирует установившуюся плазменную струю в направлении течения. Обозначив степень понижения давления плазмы параметром  $p = p/p_w$  и используя формулы изэнтропического течения, получаем расчетные соотношения для определения относительного изменения энтальпии и плотности в центральной области течения в следе:

$$h/h_w = p^n, \quad \rho/\rho_w = p^{1-n}, \quad \text{где } n = (\gamma - 1)/\gamma.$$

Скорость потока и число Маха в следе определяются аналогичным образом:

$$v/V = [1 + 2(1 - p^n)/(\gamma - 1)]^{1/2} \gamma / (1 + \gamma) + u/V, \quad M = (v/V - 1)(1 + \gamma) / \gamma p^{n/2},$$

где  $u$  – скорость основного потока. Анализ полученных таким образом решений [41; 42] показал, что квазистационарный тепловой след представляет собой высокотемпературный разреженный сверхзвуковой поток.

#### Сравнительный анализ режимов лазерного энергоподвода в газовый поток

При оценке параметров квазистационарных режимов лазерного энерговыделения в высокоскоростном потоке предполагается достаточно высокая частота следования импульсов. В результате последовательность ударных волн от пульсирующего энергоисточника сливается и формирует квазистационарную ударную волну, а также след низкой плотности вниз по потоку. Требования к частоте при точечной фокусировке в [3] предлагается определять из условия смещения области пробоя на расстояние не более радиуса ударной волны к моменту следующего импульса. В случае протяженной фокусировки граничная частота может определяться условием смещения плазмы на расстояние не больше ее длины. Это показали результаты экспериментов [33], детальный анализ которых дается в [41; 42]. Средняя мощность поглощенного лазерного излучения  $P = (P_p \tau) f$  ( $P_p$  – пиковая мощность,  $\tau$  – длительность импульса,  $f = 1/T$  – частота следования импульсов) предполагается одинаковой в рассматриваемых двух предельных режимах лазерного энерговыделения. Первый осуществляется при короткой фокусировке луча, когда выделение энергии (лазерный

пробой) происходит практически в сферической области размером порядка радиуса фокального пятна. Для осуществления второго требуется протяженная фокусировка для поддержания светодетонационной волны в области каустики луча. Тогда при условии равенства средней мощности излучения (т. е. при  $P_1 = P_2$ ) волновая структура и параметры течения за пульсирующей лазерной плазмой определяются практически одинаковой величиной удельной энергии  $E^0$ . Действительно, для первого режима (лазерной искры или точечного взрыва)  $(E^0)_1 = P / u_\infty$ , и для второго (светодетонационного)  $(E^0)_2 = P_p / V$ . Тогда

$$(E^0)_1 / (E^0)_2 = PV / P_p u_\infty = (V / u_\infty) \cdot (\tau / T)_2 \cdot (P_1 / P_2).$$

Полагая  $\tau / T \sim 1/10$  и  $V / u_\infty \sim 10$ , что обычно соответствует реальным условиям с импульсно-периодическим излучением, можно получить вышеуказанный результат  $(E^0)_1 / (E^0)_2 \sim 1$ , т. е.  $(E^0)_1 \approx (E^0)_2$ . Следовательно, динамические масштабы ( $r^0$ ,  $t^0$ ) взрывной волны (определяемые величиной  $E^0$ ) близки по величине для обоих режимов. Это обстоятельство позволяет провести сравнительный анализ волновой структуры и параметров обоих режимов в общем виде без дальнейшей конкретизации исходных данных. Итак, одно и то же решение для динамики радиуса ударной волны и давления с помощью кинематических соотношений  $z_1 = tu_\infty$  (режим лазерной искры, 1) или  $z_2 = tV$  (режим световой волны детонации, 2) преобразуется в их пространственное распределение вдоль оси потока. Полученные таким образом пространственные распределения параметров сильно отличаются вследствие высокой скорости волны детонации относительно скорости потока:  $V \gg u_\infty$ . Как ранее отмечалось, возможность и условия такого преобразования определяются из об-

щих соображений, впервые указанных в [3]. Использование решений точечного взрыва оправдано при условии, когда градиенты газодинамических параметров по оси потока существенно меньше радиальных, вследствие чего осевое движение газа вызвано его смещением набегающим потоком. Это дает основание считать, что данное условие заведомо выполняется при установлении изобарического течения, когда параметры течения в центральной области очень слабо изменяются. Этот вывод получил количественное подтверждение на основе результатов численного моделирования локального энерговыделения в сверхзвуковом потоке [43]. Выявлено, что оба решения (численное и приближенное с учетом принятого допущения) становятся практически одинаковыми даже на более близких (почти вдвое) расстояниях от энергоисточника. Установленная взаимосвязь энергетических и газодинамических параметров позволила также определить критерий подобия таких течений, который при достаточной интенсивности и локальности области подвода энергии идентичен модели сильного точечного взрыва. В работе [44] разработанный метод позволил определить количество и пространственное расположение источников энергии перед телом, т. е. начальные условия энергоподвода для дальнейшего расчетного моделирования его обтекания.

Результаты расчета волновой структуры для двух указанных режимов подвода лазерной энергии представлены на рис. 1. В обоих режимах кратковременный импульс лазера генерирует нестационарные ударные волны, которые сносятся потоком и приобретают практически сферическую форму к следующему импульсу. При высокой частоте следования импульсов последовательность этих волн сливается и формирует квазистационарную ударную волну. Конфигурация ударной волны, представленная данными 1 на рис. 1, подобна сверхзвуковому обтеканию тела. При значительной длине плазмы, порядка радиуса ударной волны к моменту следующего пробоя, т. е. когда  $L_p \sim R(1/f)$ , нестационарная ударная волна будет значительно отличаться от сферической и форма квазистационарной волны изменится.

Приведенные данные 3 на рис. 1 показывают, что для режима 1 относительный радиус области низкой плотности  $r_0 / r^0$ , опре-

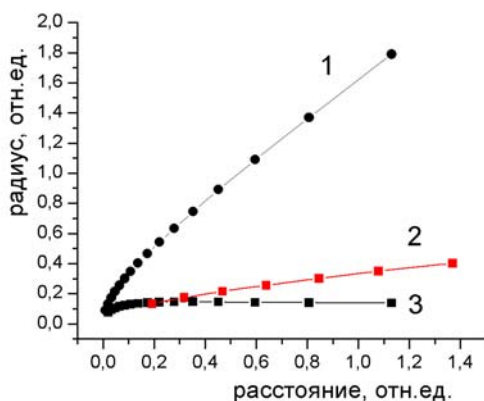


Рис. 1. Волновая структура за энергоисточником: 1 — ударная волна, режимы 1 и 2; 2 — внешняя граница, режим 2; 3 — тепловой след, режим 1

деляемый как внутренняя граница теплового следа, стабилизируется по размеру. В то же время в рамках этой модели внешняя граница следа определяется радиусом  $r_1$ . Это означает, что граница теплового следа с увеличением расстояния от источника расширяется и становится как бы «размытой» в радиальном направлении. Для второго режима (светодетонационной волны) радиус области низкой плотности  $r_c$  зависит от поперечного размера фокальной точки и оценивается из уравнения неразрывности для потока в целом  $\rho u r_c^2 = Const$ , что приводит к результирующей формуле [40]:

$$r_c / (d/2) = [1 + 2(1 - y)^{(\gamma - 1)/\gamma} / (\gamma - 1)]^{-1/4} y^{-1/2\gamma}.$$

При типичном перепаде давления  $p / p_w \sim 1/500 - 1/1000$  для  $V \sim 10$  km/s получается, что  $r_c / (d/2) = 7 - 9$  ( $\gamma = 1,3$ ). Таким образом, радиус формируемой плазменной струи (на рисунке не показано) достигает нескольких диаметров (порядка 10) сфокусированного лазерного луча. Внешняя граница струи определяется четко выраженной контактной поверхностью, радиус которой, рассчитанный в рамках модели [40], представлен на рис. 1 линией 2.

Плотность вблизи оси потока (в пределах относительных размеров радиуса  $r_0 / r^0$  для режима 1 и  $r_c / (d/2)$  для режима 2 самая низкая во всей области и достигает значений в пределах 0,02–0,04 относительно плотности в набегающем потоке. Ее распределение (для моделей 1 и 2, увеличенное в 10 раз) вдоль оси потока представлено на рис. 2. Этот параметр уменьшается гораздо сильнее для первого режима, в то время как во втором режиме достигается более низкое (почти вдвое) квазистационарное значение плотности.

Значения чисел Маха в центральной области потока  $M_0$  за энергоисточником представлены также на рис. 2. При определении этого параметра в первом режиме использовалось общее свойство решения в модели точечного взрыва: скорость расширения среды в центральной зоне энерговыделения приближается к нулевому значению. Это означает, что в изобарической области течения средняя аксиальная скорость среды  $u$  в ядре потока (радиусом  $r_0$ ) близка к скорости набегающего потока  $u_\infty$ , т. е.  $u \cong u_\infty = M_\infty c_\infty$ . В то же время анализ решений модели точечного взрыва показывает, что в условиях изобаричности скорость звука остается практически постоянной величиной  $c = Kc_\infty$

с коэффициентом  $K \cong 5$  (в пределах 10–15 % для значений  $\gamma$  в пределах 1,3–1,67). В результате получается, что в центральной зоне потока  $M_0 = M_\infty / K \cong M_\infty / 5$ . Этот результат, представленный данными 3 на рис. 2, означает, что при наступлении изобарической стадии течения за энергоисточником становится дозвуковым (т. е.  $M_0 < 1$ ) при  $M_\infty < 5$ , а при  $M_\infty > 5$  – сверхзвуковым.

Во втором режиме скорость потока (в лабораторной системе) и число Маха плазменной струи находятся с помощью ранее приведенных соотношений для световой волны детонации в покоящемся газе, которые приобретают вид

$$v / V = [1 + 2(1 - y)^{(\gamma - 1)/\gamma} / (\gamma - 1)]^{1/2} \gamma / (1 + \gamma) - 1 + u_\infty / V, \quad M_0 = (1 + \gamma)(v / V) / \gamma y^{(\gamma - 1)/2\gamma}.$$

Скорость набегающего потока учитывается последним относительно небольшим по величине слагаемым  $u_\infty / V$ . Полученный результат для числа  $M_0$  с учетом этой поправки представлен данными 4 на рис. 2. Величина этого параметра варьируется от  $M = 1$  до  $M = 1,4$  при увеличении относительного расстояния от 0,15 до 1,5. Заметим, что в отличие от режима 1 число  $M_0$  в центре потока почти не зависит от скорости набегающего потока. Таким образом, во втором режиме при наступлении изобарической стадии течения за энергоисточником формируется плазменная струя с относительно невысоким числом Маха вследствие увеличения энтальпии и скорости звука за счет поглощения лазерного излучения.

Сравнение данных об энтальпии для двух рассматриваемых режимов 1 и 2 представлено на рис. 3. Во втором режиме светодетонационной волны данный параметр почти в 2,5 раза выше. Это означает, что большая

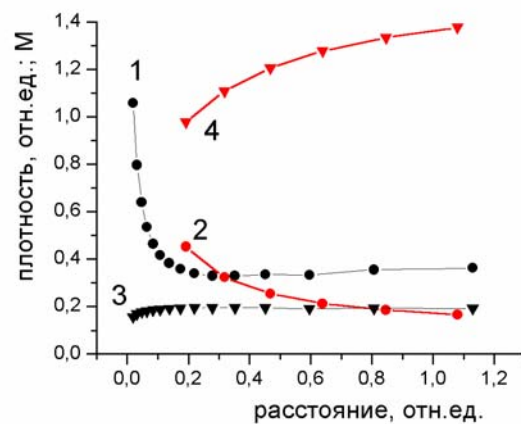


Рис. 2. Осевое распределение плотности (1, 2) и числа Маха (3, 4): 1, 3 – режим 1; 2, 4 – режим 2

часть лазерной энергии преобразуется во внутреннюю энергию среды, что приводит к повышению температуры.

Таким образом, представленные данные показывают, что в рассматриваемых случаях квазистационарные параметры в тепловом следе за энергоисточником существенно различаются вследствие различной динамики плазмы в области лазерного пробоя. В то же время оба режима имеют общую особенность, вызванную наличием двух характерных стадий процесса: (1) быстрое расширение плазмы высокого давления с понижением ее параметров состояния и (2) стабилизация (т. е. слабое изменение) параметров при достижении изобарической фазы процесса. Переход от одной стадии к другой происходит при относительном расстоянии  $l/l^* \approx 0,13-0,15$  ( $l^* = u_{\infty} t^0$  и  $t^0 = \tau^* \gamma^{1/2} (E^0 / p_{\infty})^{1/2} / c_{\infty}$ ) для режима 1 и  $l/l^* \approx 1,3-1,5$  для режима 2 при принятом допущении  $V/u_{\infty} = 10$ . Квазистационарный тепловой след за плазмой лазерного пробоя в сверхзвуковом потоке наблюдался в экспериментах [32; 33] на расстояниях не менее чем  $150-200d$ . Поэтому в упрощенной модели не учитываются диссипативные процессы, вызванные, например, турбулизацией при смешении потоков.

Фактически в обоих случаях через некоторое время будет происходить дополнительное увеличение размеров следа и плотности в нем, вызванных процессами вихреобразования. Как было продемонстрировано результатами работ [30; 31], в неподвижной среде это время зависит от скорости турбулентного смешения плазмы с холодным газом. В спутных газовых потоках этот эффект также зависит от разности их скоростей. Поэтому пределы применимости вы-

шеуказанного предположения могут быть найдены при проведении специальных исследований методами численного моделирования и в экспериментах с измерениями радиального распределения параметров (плотности или температуры) в тепловом следе на различных расстояниях за областью лазерного пробоя в сверхзвуковом потоке. Тем не менее в данном анализе определена общая динамика процессов, по крайней мере, на ранних стадиях в двух предельных режимах локализованного лазерного энерговыделения в сверхзвуковом потоке. Проведенное аналитическое исследование показало, что в обоих режимах формируется волновая структура, очень близкая по внешним проявлениям. Эта структура включает квазистационарную головную ударную волну и тепловой след низкой плотности за областью энерговыделения. Конфигурация ударной волны формируется путем суперпозиции нестационарных ударных волн, генерируемых при каждом пробое газа. Форма головной волны идентичная для обоих режимов при том условии, что длительность импульсов значительно короче интервала между ними, и, следовательно, происходит наложение нестационарных, практически сферических волн. Однако динамика границ и параметры теплового следа при этом существенно отличаются вследствие различной динамики лазерной плазмы. В результате при изменении условий фокусировки лазерного излучения перед телом может качественно измениться режим его обтекания. Следует отметить, что в расчетных исследованиях для моделирования лазерного энергоподвода в потоке газа до настоящего времени фактически используется аналог лазерной искры, т. е. мгновенное энерговыделение в некоторой локализованной области сверхзвукового потока.

### Возможности и перспективы использования лазерного излучения в аэрофизическом эксперименте

*Общие выводы.* При распространении в газовом потоке излучения с интенсивностью  $I$  ниже порога пробоя энергия поглощается вдоль направления луча  $z$  по экспоненциальному закону  $I/I_0 \sim \exp(-\alpha z)$ . Характерный пространственный масштаб поглощения определяется величиной  $1/\alpha$ . Для большинства существующих лазеров частота излучения далека от резонанса с характерными частотами молекул воздуха, поэтому ко-

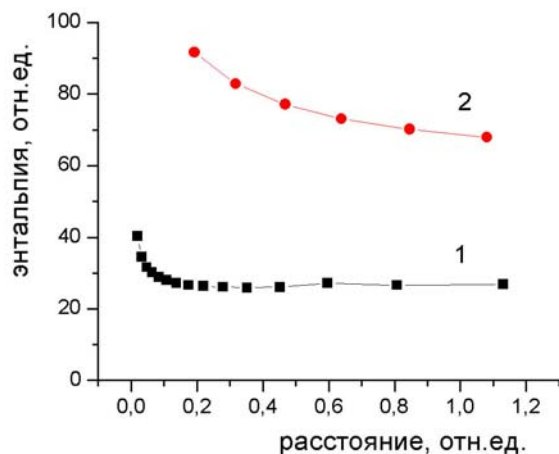


Рис. 3. Осевое распределение энthalпии

эффицент поглощения  $\alpha \ll 1$  и длина пробега излучения велика. Относительно небольшие возмущения плотности в луче по мере увеличения скорости или числа Маха потока определяются механизмами теплопроводности, вынужденной конвекции, акустики или их комбинацией в переходных режимах. В трансзвуковом  $M \approx 1$  потоке рост возмущения плотности имеет резонансный характер, обусловленный качественным переходом от дозвукового к сверхзвуковому режиму течения. В результате при изменении  $M$  осуществляется различная аэродинамика обтекания лазерного луча. Вследствие фазовых искажений волнового фронта на больших дистанциях проявляются также и разные режимы самовоздействия луча – теплопроводностный, конвективный, сверхзвуковой. Основные эффекты и усредненные характеристики лазерного излучения при его распространении на большие расстояния можно получить путем решения совместной системы уравнений газодинамики и оптики. Однако общего решения уравнений аэрооптики не существует, и поэтому для получения расчетных данных используются различные приближения [14].

В экспериментальном моделировании и исследовании эффектов воздействия излучения на газодинамическую структуру течений режим нерезонансного поглощения используется редко и применяется в том случае, когда величина  $\alpha z \sim 1$ . Тогда значительная часть энергии излучения аккумулируется в цилиндрической области течения (энергоисточнике), ограниченной радиусом луча и масштабом поглощения  $1/\alpha$ . Для уменьшения протяженности такого энергоисточника в воздухе путем увеличения  $\alpha$  обычно используются поглощающие примеси (как, например, в [11; 24]). По возможности следует использовать источники излучения с длиной волны, соответствующей резонансному поглощению в рабочем газе. Учитывая, что основные механизмы поглощения в газе без оптического пробоя обусловлены возбуждением колебательных и колебательно-вращательных энергетических уровней молекул, газодинамическая структура течения может также существенно зависеть (кроме вышеуказанных факторов) от скорости релаксации этих процессов, переводящих энергию возбуждения в поступательную. При решении задач аэрооптики обычно предполагается равновесное состояние среды, т. е. что эти скорости велики и вся

поглощенная энергия излучения очень быстро повышает температуру газа.

Процесс быстрого преобразования энергии излучения в тепловую энергию газа происходит при оптическом пробое среды, когда интенсивность лазерного излучения превышает пороговую величину пробоя. Электрическое поле волны повышается до значений, поддерживающих развитие электронной лавины, аналогично тому, как это происходит в электрическом разряде [4; 5]. Развитие лавины приводит к образованию плазмы за короткое относительно характерных газодинамических масштабов время. Последующая динамика плазмы зависит от многих факторов (условий фокусировки, параметров поглощения излучения), и в зависимости от доминирующего механизма формируется определенный режим распространения оптического разряда. При близкой к порогу пробоя интенсивности излучения с помощью внешнего инициирования процесса ионизации может осуществляться как стационарный, так и импульсный режим лазерного «горения». Основным механизмом распространения такого разряда является теплопроводность, и скорость движения его фронта в газе составляет не более нескольких метров в секунду. Иначе говоря, аналогично обычному горению этот режим является низкоскоростным и при повышении скорости он «сдувается» потоком.

В сверх- и гиперзвуковых потоках газа при интенсивности выше порога пробоя может формироваться локализованная лазерная плазма только в импульсных режимах лазерной искры или светодетонационной волны. Важная в практическом отношении задача организации квазистационарного режима энергоподвода излучения в поток решается путем применения пульсирующего излучения, так как при ограниченной средней мощности источника излучения пиковая мощность лазерных импульсов существенно (на порядки величины) выше. Второе преимущество применения пульсирующего излучения, отмеченное в [3], связано с фактом повышения пороговой мощности пробоя при понижении плотности среды. В пульсирующем режиме по сравнению со стационарным плотность среды в области фокусировки всегда выше вследствие смещения плазмы набегающим потоком, что снижает требования к мощности излучения.

Установление режима лазерной искры или светодетонационной волны зависит как

от параметров, так и условий фокусировки излучения, определяющих динамику лазерной плазмы. При «острой» фокусировке с высокой интенсивностью излучения и значительной протяженностью плазмы пробоя  $L$  относительно его диаметра  $d$  (т. е.  $d \ll L$ ) формируется струйное высокоскоростное течение плазмы в направлении распространения лазерного луча. В такой плазме излучение поглощается сразу за фронтом распространяющейся с гиперзвуковой скоростью светодетонационной волны на расстоянии не более диаметра сфокусированного луча. Поэтому происходящее за фронтом относительно медленное радиальное расширение среды не успевает изменить параметры плазмы в такой степени, чтобы заметно повлиять на механизмы (коэффициент) поглощения. Однако при меньших параметрах или наличии причин (например, в случае точечной фокусировки при  $L \leq d$ ), резко уменьшающих интенсивность излучения вблизи области фокусировки, процесс радиального разлета плазмы пробоя приводит к быстрому снижению ее параметров. Среда становится прозрачной для излучения, светодетонационная волна не формируется, и газодинамика расширения плазмы соответствует режиму лазерной искры. В случае короткой длительности лазерного импульса выполняется условие «мгновенного» выделения энергии. Поэтому для точечной и цилиндрической лазерной искры газодинамическая структура с хорошей точностью соответствует модели точечного взрыва. Сравнительный анализ данных экспериментов и расчетов показал такое соответствие до определенного момента поздней стадии изобарического течения, когда турбулизация границы плазменной области и холодного газа приводит к увеличению скорости охлаждения плазмы. Эффект турбулизации, как было показано в экспериментах [24], в значительной степени зависит от «качества», т. е. пространственной однородности энерговыделения в среде.

Таким образом, анализ результатов экспериментов в свете рассмотренных выше физических моделей лазерного энергоподвода позволил обосновать подход и разработать упрощенные расчетные модели для определения волновой структуры и оценки параметров квазистационарного течения в сверхзвуковом потоке с оптическим пульсирующим разрядом в режимах лазерной искры и светодетонационной волны. Форми-

рование высокоскоростной плазменной струи вдоль направления распространения излучения в одном режиме энерговыделения и относительно низкоскоростное радиальное расширение в другом принципиально различают режим светодетонационной волны от лазерной искры (точечной или цилиндрической). Анализируя условия импульсно-периодического энергоподвода, авторы в [3] утверждают, что для поддержания требуемой квазистационарной волновой структуры в скоростном потоке целесообразно при этом также обеспечивать поглощение излучения в режиме светодетонационной волны, так как за фронтом волны плотность выше начальной и эффективность поглощения высока. Однако этот режим осуществляется только на начальной стадии движения, поскольку при выходе из области фокусировки интенсивность излучения падает, соответственно, условия для поддержания лазерной волны детонации исчезают. Поэтому требуется пульсирующий энергоподвод, когда при каждом импульсе в области фокуса образуется волна детонации с высокой эффективностью поглощения лазерного излучения. Этот режим формируется не всегда. Например, для длинноволнового излучения (10,6 мкм) требуется интенсивность в диапазоне  $10^8$ – $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>, обеспечивающую параметры плазмы, необходимые для сильного поглощения излучения. Кроме того, формирование высокоскоростного режима распространения разряда зависит также от диаметра области фокусировки [35–37]. Поэтому расширение условий и возможностей применения лазерного излучения может быть получено при использовании как комбинированных (с применением ВЧ- и СВЧ-излучения) разрядов [3], так и расширения спектрального диапазона используемых источников излучения.

*Перспективы использования терагерцового излучения.* Результаты данного обзора приводят к выводу, что в решении задач аэродинамики с применением энергии излучения использованы и изучены не все возможности. Имеется недостаточное количество данных по вопросам резонансного взаимодействия излучения с высокоскоростным потоком. В отличие от исследований по аэрооптике, в которых определяется изменение интенсивности излучения в дальней зоне, в приложении к аэродинамике требуется определение условий течения в ближней зоне, в которой организуется поглощение домини-

рующей части энергии. Кроме того, в инфракрасном диапазоне спектра (например, для излучения CO<sub>2</sub>-лазера) основные механизмы молекулярного поглощения обусловлены возбуждением колебательно-вращательных энергетических уровней молекул, с которых энергия переходит в тепловую за время, часто превышающее характерный масштаб времени течения. Это приводит к незначительному эффекту воздействия на поток даже при большом значении коэффициента поглощения. В то же время в терагерцовом диапазоне поглощенная энергия в основном аккумулируется на вращательных энергетических уровнях молекул. Поэтому скорость релаксации энергии возбуждения в тепловую энергию газа существенно выше, что в большей степени может повлиять на газодинамическую структуру течения. Этот вопрос практически не изучен из-за отсутствия экспериментальных данных. Рассматривая возможности проведения таких экспериментов, следует отметить, что во многих газах в терагерцовом диапазоне имеется широкий выбор рабочих участков спектра, где происходит сильное поглощение излучения.

Сравнительный анализ режимов лазерного пробоя в виде искры и волны световой детонации показывает, что в отличие от первого во втором характер взаимодействия должен существенно измениться при изменении направления луча относительно потока. Однако как расчетные, так и экспериментальные данные по этому вопросу отсутствуют. В основном дефицит экспериментальных данных вызван отсутствием источников длинноволнового излучения, генерирующих в импульсно-периодическом режиме с достаточно высокой частотой, высокой средней мощностью излучения и перестраиваемым спектром генерации. Поэтому созданный в СО РАН лазерный источник терагерцового диапазона предоставляет возможности для таких исследований. Продвижение в длинноволновый диапазон и связанное с этим снижение порога пробоя газа создают условия, близкие по физике пробоя к развитию процессов в СВЧ-разрядах. Следует отметить, что впервые в работе [45] излучение терагерцового диапазона успешно было использовано для проведения пробных экспериментов с формированием оптического разряда в воздухе. С таким излучением область энерговыделения может быть локализована с характерным масштабом до 1–2 мм. В результате по-

является возможность проводить экспериментальное моделирование локального подвода энергии электромагнитного излучения в различные зоны потока относительно обтекаемой модели.

Таким образом, использование излучения терагерцового диапазона в аэрофизическом эксперименте позволит получить новые результаты в таких научных направлениях, как газодинамика течений с внешним подводом энергии, аэрооптика и физика распространения оптических разрядов, углубляющих понимание взаимосвязи процессов поглощения лазерного излучения и формирования газодинамической структуры в скоростном газовом потоке.

### Список литературы

1. Chernyi G. The impact of electromagnetic energy addition to air near the flying body on its aerodynamic characteristics (Russian contribution) // 2<sup>nd</sup> Weakly Ionized Gases Workshop, April 27–30. Norfolk (Virginia, USA), 1998. P. 1–32.
2. Пилюгин Н. Н., Талипов Р. Ф., Хлебников В. С. Сверхзвуковое обтекание тел потоком с газодинамическими и физико-химическими неоднородностями // ТВТ. 1997. Т. 35, № 2. С. 322–336.
3. Myrabo L. N., Raizer Yu. P. Laser-induced air spike for advanced transatmospheric vehicles // AIAA Paper № 94-2451. 1994.
4. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука. 1980. 416 с.
5. Энциклопедия низкотемпературной плазмы: Вводный том 2 / Под ред. В. Е. Фортова. М.: Наука; МАИК «Наука/интерпериодика», 2000. 634 с.
6. Белоконь В. А., Руденко О. В., Хохлов Р. В. Аэродинамические явления при сверхзвуковом обтекании лазерного луча // Акустич. журн. 1977. Т. 23, вып. 4. С. 632–634.
7. Кучеров А. Н. Двумерные стационарные течения газа при слабом подводе энергии // Учен. зап. ЦАГИ. 1977. Т. 8, № 4. С. 18–28.
8. Карабутов А. А., Руденко О. В. Нелинейные плоские волны, возбуждаемые объемными источниками в движущейся с транзвуковой скоростью среде // Акустич. журн. 1979. Т. 25, вып. 4. С. 536–542.
9. Ellinwood J. W., Mirels H. Density perturbations in transonic sluing laser beams // Applied optics. 1975. Vol. 14. No. 9.

10. *Wallace J., Pasciak J.* Thermal blooming of a rapidly moving beam // *Applied optics*. 1976. Vol. 15. No. 1. P. 218–222.
11. *Smith D. C., Gebhardt F. G.* Saturation of the self-induced thermal distortion of laser radiation in a wind // *Appl. Phys. Lett.* 1970. Vol. 16. No. 7. P. 275–278.
12. *Chodzko R. A., Lin S. C.* A study of strong thermal interactions between a laser beam and an absorbing gas // *AIAA J.* 1971. Vol. 9. No. 6. P. 1105–1112.
13. *Кучеров А. Н.* Самофокусировка и квазиволноводное распространение гауссова пучка в сверхзвуковом потоке газа // *Докл. АН СССР*. 1980. Т. 251, № 2. С. 309–311.
14. *Кучеров А. Н.* Сильное тепловое самовоздействие лазерного пучка в газах и жидкостях // *ЖЭТФ*. 1999. Т. 116, вып. 1 (7). С. 105–129.
15. *Шмелев В. М.* Термооптические автоколебания молекулярного газа // *Хим. физика*. 1992. Т. 11, № 9. С. 1207–1215.
16. *Бункин Ф. В., Конов В. И., Прохоров А. М. и др.* Лазерная искра в режиме «медленного горения» // *Письма в ЖЭТФ*. 1969. Т. 9, № 13. С. 609–612.
17. *Райзер Ю. П.* Дозвуковое распространение световой искры и пороговые условия для поддержания плазмы излучением // *ЖЭТФ*. 1970. Вып. 6 (6). С. 2127–2138.
18. *Генералов Н. А., Зимаков В. П., Козлов Г. И. и др.* Непрерывно горящий оптический разряд // *Письма в ЖЭТФ*. 1970. Т. 11, № 9. С. 447–449.
19. *Jiang Z., Takayama K., Moosad K. P. B. et al.* Numerical and experimental study of a micro-blast wave generated by pulsed-laser beam focusing // *Shock Waves*. 1998. Vol. 8. P. 337–349.
20. *Борзов Ю. В., Михайлов В. М., Рыбка И. В. и др.* Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания препятствия при энергоподводе в невозмущенный поток. // *Инженерно-физический журн.* 1994. Т. 66, № 5.
21. *Буфетов И. А., Прохоров А. М., Федоров В. Б. и др.* Гидродинамическая релаксация облака горячего газа после лазерного пробоя в воздухе // *Докл. АН СССР*. 1981. Т. 261, № 3. С. 586–588.
22. *Yan H., Adelgren R., Boguszko M. et al.* Laser energy deposition in quiescent air // *AIAA J.* 2003. Vol. 41. No. 10. P. 1988–1995.
23. *Svetsov V., Popova M., Rybakov V. et al.* Jet and vortex flow induced by anisotropic blast wave: experimental and computational study // *Shock Waves*. 1997. Vol. 7. P. 325–334.
24. *Greig J. R., Pechacek R. E., Raleigh M.* Channel cooling by turbulent convective mixing // *Phys. Fluids*. 1985. Vol. 28. No. 8. P. 2357–2364.
25. *Picone J. M., Boris J. P.* Vorticity generation by asymmetric energy deposition in a gaseous medium // *Phys. Fluids*. 1983. Vol. 26. No. 2. P. 365–382.
26. *Баймиров Б. М., Грудницкий В. Г.* Некоторые качественные особенности газодинамики лазерного пробоя и СВЧ-разряда. Численное исследование // *ТВТ*. 1995. Т. 33, № 5. С. 683–692.
27. *Кабанов С. Н., Маслова Л. И., Тархова Т. И. и др.* Динамика остывания сплошной лазерной искры в воздухе // *ЖТФ*. 1990. Т. 60, вып. 6. С. 37–41.
28. *Коробейников В. П.* Задачи теории точечного взрыва. М.: Наука, 1985.
29. *Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шароватова К. В.* Газодинамические функции точечного взрыва. М.: ВЦ АН СССР, 1969. 47 с.
30. *Грачев Г. Н., Иванченко А. И., Пономаренко А. Г.* Импульсно-периодический режим модулированной добротности CO<sub>2</sub>-лазера средней мощности 2 кВт и пиковой до 500 кВт // *Оптика лазеров: Тр. конф. СПб.*, 1993.
31. *Третьяков П. К., Грачев Г. Н., Иванченко А. И. и др.* Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргона // *Докл. АН СССР*. 1994. Т. 336, № 4. С. 466–467.
32. *Третьяков П. К., Гаранин А. Ф., Грачев Г. Н. и др.* Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда (МОПР) // *Докл. АН СССР*. 1996. Т. 351, № 3. С. 339–340.
33. *Tretyakov P., Garanin A. F., Kravnev V. L. et al.* Investigation of a local laser energy release influence on a supersonic flow by methods of aerophysical experiments // *Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research: Proc. Pt. 1. Novosibirsk*, 1996. P. 200–203.
34. *Райзер Ю. П.* Нагревание газа под действием мощного светового импульса // *ЖЭТФ*. 1965. Т. 48, вып. 5. С. 1508–1519.
35. *Фишер В. И., Хараш В. М.* О быстрой волне ионизации газа в лазерном луче // *ЖЭТФ*. 1982. Т. 83, вып. 5 (11). С. 1738–1746.
36. *Фишер В. И.* О сверхзвуковых режимах распространения волны ионизации по



лазерному лучу // ЖЭТФ. 1983. Т. 53, вып. 11. С. 2143–2147.

37. Фишер В. И. О световой детонации в газах // ЖЭТФ. 1983. Т. 53, вып. 11. С. 2148–2157.

38. Pirri A. N. Theory for momentum transfer to a surface with a high-power laser // Phys. Fluids. 1973. Vol. 16. No. 9. P. 1435–1440.

39. Pirri A. N., Root R. G., Wu P. K. S. Plasma energy transfer to metal surfaces irradiated by pulsed lasers // AIAA J. 1978. Vol. 16. No. 12. P. 1296–1304.

40. Thomas P. D. Jet flowfield behind a laser supported detonation wave // AIAA J. 1977. Vol. 15. No. 10. P. 1405–1409.

41. Яковлев В. И. Режимы течения с подводом энергии пульсирующего лазерного излучения в сверхзвуковой поток // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27, вып. 17. С. 29–34.

42. Yakovlev V. I. Pulsating laser plasma in a supersonic flow: experimental and analytical simulation // Proceedings of the 3<sup>rd</sup> Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aero-

space Applications / Ed. by V. A. Bityurin. Moscow: IVTAN, 2001. P. 238–244.

43. Korotaeva T. A., Yakovlev V. I. Development of the analytical approach to the study of gas flows with energy supply // The 5<sup>th</sup> International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications, April 7–10, 2003 / Ed. by V. A. Bityurin. Moscow: IVTAN, 2004. P. 385–392.

44. Fomin V. M., Korotaeva T. A., Yakovlev V. I. Study of the energy supply effect on the flow ahead the inlet // ICMAR-2004, Proc., Pt. 4. 2004. P. 127–136.

45. Bolotin V. P., Knyazev B. A., Kolobanov E. I. et al. Quasi-continuous sub-millimeter optical discharge on Novosibirsk free electron laser: experiments and elementary theory // The Joint 30<sup>th</sup> Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 13<sup>th</sup> Int. Conf. on Terahertz Electronics. Williamsburg (Virginia, USA), 2005. P. 126–127.

Материал поступил в редколлегию 18.12.2006