

# Формирование оптического пульсирующего разряда в сверхзвуковом потоке воздуха излучением импульсно-периодического CO<sub>2</sub>-лазера

А.Н.Малов, А.М.Оришич

*Представлены результаты оптимизации режима генерации импульсно-периодического CO<sub>2</sub>-лазера для нахождения физических условий формирования устойчивого горения оптического пульсирующего разряда (ОПР) в сверхзвуковом потоке воздуха и изучения влияния параметров импульса на эффективность поглощения энергии лазерного излучения в плазме. Оптический разряд в сверхзвуковом потоке воздуха формировался с помощью излучения импульсно-периодического CO<sub>2</sub>-лазера с механической модуляцией добротности, возбуждаемого объемным разрядом с конвективным охлаждением рабочего газа. Впервые исследовано влияние параметров импульса излучения на условия зажигания и устойчивого горения ОПР в сверхзвуковом потоке воздуха и изучена эффективность поглощения энергии лазерного излучения в плазме. Исследовано влияние скорости потока воздуха на стабильность образования плазмы. Показано, что стабильное горение ОПР в сверхзвуковом потоке реализуется при высокой частоте следования импульсов, когда интервал между импульсами излучения меньше времени сдува плазмы. Исследование мгновенного значения коэффициента поглощения показало, что после пробоя за время 100–150 нс формируется квазистационарная «фаза поглощения» длительностью ~1.5 мкс, существование которой не зависит от потока воздуха и частоты следования импульсов излучения. Данная фаза сильного поглощения, по-видимому, связана с развитием волны ионизации.*

**Ключевые слова:** мощный импульсно-периодический CO<sub>2</sub>-лазер, механическая модуляция добротности, сверхзвуковой поток воздуха, оптический пульсирующий разряд, оптический пробой воздуха, коэффициент поглощения плазмы.

## 1. Введение

Одним из перспективных направлений является исследование применения лазерного излучения с целью управления параметрами сверхзвукового потока воздуха [1, 2], в плазмохимии [3] и др. Для ввода энергии лазерного излучения в газовый поток можно использовать непрерывный оптический разряд (НОР) [4]. Однако такой разряд не может быть сформирован при скоростях потока, превышающих несколько десятков метров в секунду [5]. В работах [6–8] был получен оптический пульсирующий разряд (ОПР), который зажигался в фокусе пучка излучения импульсно-периодического CO<sub>2</sub>-лазера в сверхзвуковой струе аргона и воздействовал на поток аналогично НОР. Однако еще в [8, 9] было показано, что для создания оптического пробоя в воздухе необходимы мощности излучения, на порядок превышающие мощность лазера, используемого в экспериментах с аргоном. Следовательно, для проведения опытов в реальных аэродинамических сверхзвуковых трубах требуется создание специальных источников излучения с высокими энергетическими характеристиками [10, 11].

В работах [12, 13] нами описан импульсно-периодический CO<sub>2</sub>-лазер с частотой следования импульсов  $f$  до 80 кГц и мощностью до 4.5 кВт. Характеристики данного лазера позволили впервые зажечь ОПР в сверхзвуковом

потоке воздуха и определить требования к плотности газа, при выполнении которых удается достичь высокого (до 60%) поглощения мощности излучения в потоке. Однако уже эти первые эксперименты показали, что для получения устойчивого горения ОПР, т.е. для зажигания разряда каждым импульсом излучения и реализации при этом больших значений коэффициента поглощения, лазерная система должна удовлетворять достаточно жестким требованиям к форме и частоте следования импульсов. В работе [9] подробно рассмотрены особенности поглощения излучения в плазме НОР. В отличие от НОР пульсирующий разряд существенно не стационарен, и динамика развития ОПР в воздухе ранее экспериментально не исследовалась. Важнейшей характеристикой, определяющей характер поглощения энергии лазерного импульса, является соотношение между длительностью импульса излучения и временем расширения плазмы (временем формирования каверны, т.е. области с пониженной плотностью газа). При этом необходимо учитывать, что параметры лазерной генерации в импульсно-периодическом режиме нельзя выбирать произвольно. Форма и длительность одиночного импульса зависят от частоты их следования.

Таким образом, целью данной работы была оптимизация режима генерации для нахождения физических условий получения устойчивого горения ОПР в сверхзвуковом потоке воздуха и изучение влияния параметров импульса на эффективность поглощения энергии лазерного излучения в плазме.

## 2. Результаты экспериментов

Модельный сверхзвуковой поток создавался на специальном стенде, включающем форкамеру и коническое

А.Н.Малов, А.М.Оришич. Институт теоретической и прикладной механики им. С.А.Христиановича СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Институтская, 4/1; e-mail: laser@itam.nsc.ru, malex@itam.nsc.ru

Поступила в редакцию 20 апреля 2012, после доработки – 19 июня 2012 г.

сопло. Давление в форкамере было равно 1.8 МПа. Коническое сопло с углом раскрытия  $13^\circ$  при диаметре среза 10 мм и диаметре критического сечения 8 мм соответствовало геометрическому числу Маха 1.9 (скорость газа 500–600 м/с), расход газа при этом составлял 2–4 кг/с.

Средняя мощность излучения на выходе лазера, на входе в поток (падающее излучение) и на выходе из него (прошедшее излучение) измерялась калориметрическим измерителем NOVA-2 (предельная измеряемая мощность – до 5 кВт). Для формирования плазмы использовалась линза из ZnSe с просветлением обеих сторон (фокусное расстояние 63 мм). Фотодиод ФСГ 22-3А1 служил для контроля временной формы падающего и прошедшего через плазму импульсов лазерного излучения. С помощью вакуумного фотоэлемента ФЭК-22 измерялись интенсивности свечения плазмы оптического пробоя. Для расчета импульсной мощности излучения лазера энергия отдельного импульса ( $E_p$ ) определялась как отношение средней мощности к частоте следования импульсов. Последующие вычисления проводились методом численного интегрирования осциллограмм.

Оптический разряд в сверхзвуковом потоке воздуха формировался с помощью излучения импульсно-периодического  $\text{CO}_2$ -лазера с механической модуляцией добротности, возбуждаемого объемным разрядом с конвективным охлаждением рабочего газа [12].

Формирование импульса генерации начинается при включении добротности резонатора. За время между импульсами генерации, когда диск модулятора перекрывает ось резонатора, а через активную среду течет ток накачки, происходит возбуждение верхнего лазерного уровня и спонтанная релаксация нижнего. Поток газа двигался со скоростью  $\sim 50$  м/с и был направлен перпендикулярно разряду. Оптическая ось и генерируемый пучок были перпендикулярны как потоку, так и разряду. В наших экспериментах при изменении частоты следования импульсов в пределах 7–70 кГц за время между импульсами газ смещался на расстояние 7–0.7 мм. Поскольку характерный размер зоны разряда в направлении потока составлял  $\sim 100$  мм и резонатор был многопроходным, обмен газа между импульсами не происходил и в формировании импульса излучения принимала участие среда, находящаяся в разной степени возбуждения (рис. 1).

Система модуляции добротности позволяет изменять в широком диапазоне частоту следования импульсов генерации, их скважность и форму за счет изменения частоты вращения диска, ширины щели, количества щелей и состава смеси рабочих газов. В работе использовались диски с числом щелей  $n = 40, 120, 300$  и 400, что позволило получить максимальную частоту следования импуль-

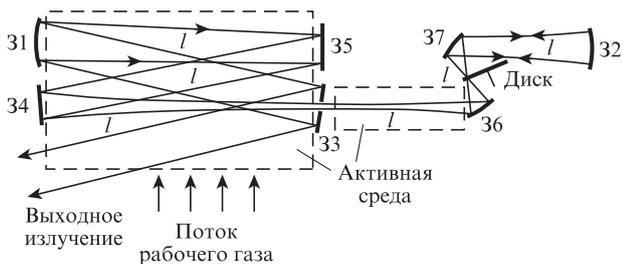


Рис.1. Схема самофильтрующего резонатора с внутрирезонаторным цилиндрическим телескопом и дисковым модулятором: 31–35 – зеркала многопроходного резонатора; 36, 37 – зеркала цилиндрического телескопа.

сов до 80 кГц при максимальной частоте вращения диска 180 Гц. Ширина щели составляла 1 мм для диска с  $n = 40$  и 0.5 мм для диска с  $n = 400$ . При рабочей частоте вращения 176 Гц и диаметре диска 220 мм линейная скорость движения щелей была равна  $1.2 \times 10^5$  мм/с, а время прохождения щелей шириной 1 и 0.5 мм через ось резонатора составляло 8.3 и 4.15 мкс соответственно.

На рис.2,3 приведены типичные осциллограммы  $I$  импульсов излучения лазера с модуляцией добротности дисками с  $n = 400$  и 40; ширины щелей составляли 0.5 и 1 мм соответственно. Осциллограммы импульсов генерации имеют характерный передний импульс и плато квазистационарной генерации. Важно отметить, что при использовании модулятора с  $n = 40$  передний пик имел крутой фронт и ширину на полувысоте  $\sim 300$  нс. При этом полная длительность импульса по основанию составляла  $\sim 7.5$  мкс и была близка к времени включения добротности (8.3 мкс).

Применение диска с  $n = 400$  при той же скорости его вращения принципиально изменяло форму импульса. Ширина его пика на полувысоте составляла  $\sim 1$  мкс, а полная длительность по основанию была равна  $\sim 2$  мкс, что меньше времени включения добротности ( $\sim 4.15$  мкс). В этом случае время между импульсами было недостаточным для накопления энергии на верхнем лазерном уровне и для опустошения нижнего уровня. Это обстоятельство обуславливало и снижение пиковой мощности с ростом частоты (рис.4). Из рис.4 следует, что импульсная мощность при  $f = 7$  кГц достигает  $\sim 220$  кВт при длительности пика не более 500 нс (рис.3, 5) и уменьшается до 70 кВт

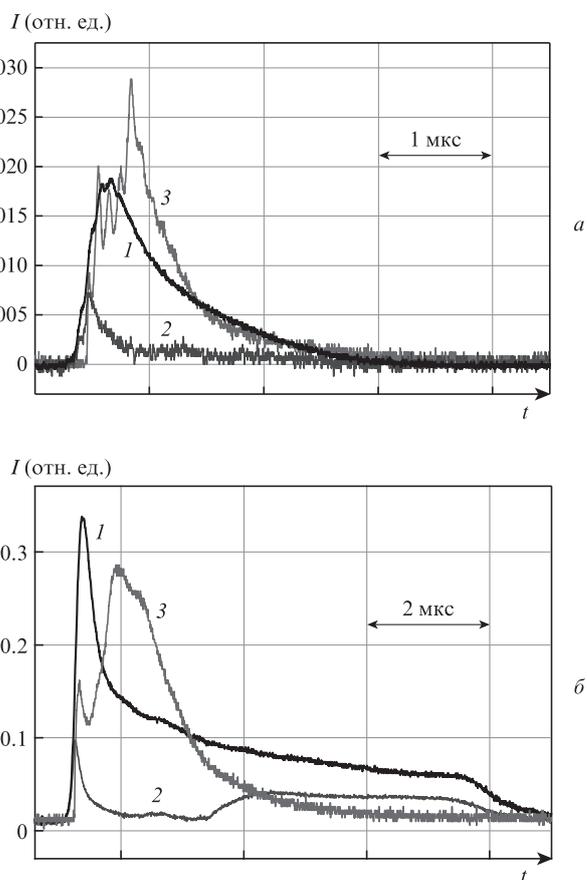


Рис.2. Осциллограммы импульсов падающего (1) и прошедшего (2) лазерного излучения и интенсивности свечения плазмы (3) в сверхзвуковом потоке воздуха;  $n = 400, f = 70.4$  кГц (а);  $n = 40, f = 7.04$  кГц (б).

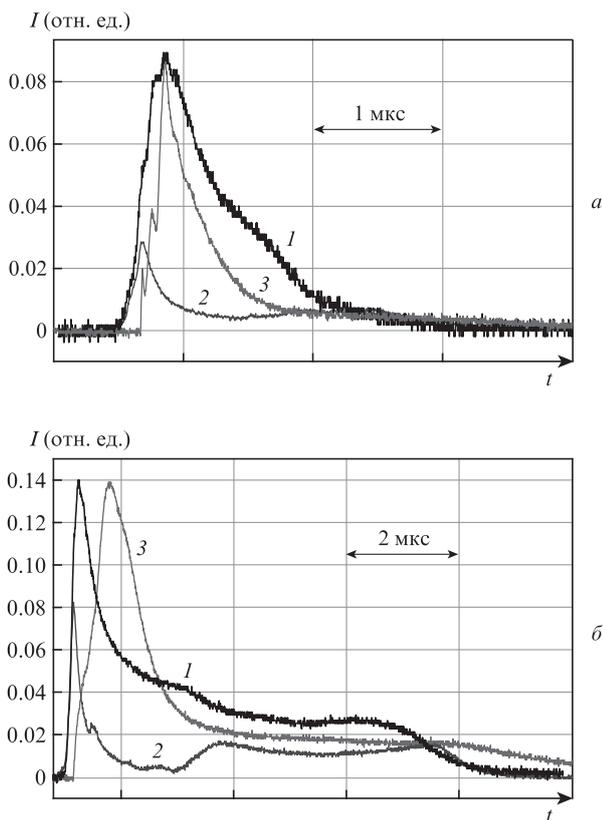


Рис.3. Осциллограммы импульсов падающего (1) и прошедшего (2) лазерного излучения и интенсивности свечения плазмы (3) в отсутствие потока воздуха;  $n = 400, f = 70.4$  кГц (а);  $n = 40, f = 7.04$  кГц (б).

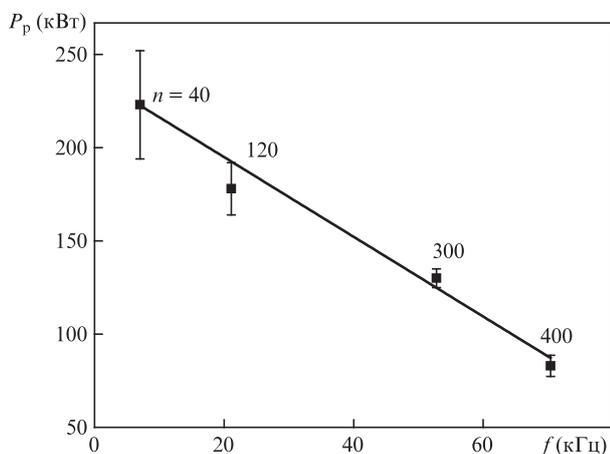


Рис.4. Зависимость импульсной мощности излучения лазера от количества щелей на диске модулятора при максимальной частоте его вращения.

при частоте  $f = 70$  кГц. Частота вращения диска оставалась постоянной и равной 176 Гц.

Результаты исследования плазмы, образующейся при  $f = 70$  и  $7$  кГц, для дисков с  $n = 400$  и  $40$  приведены на рис.2,3. Представлены два случая образования плазмы – в сверхзвуковом потоке воздуха (рис.2) и в покоящемся газе (рис.3).

Из рис.2,б и 3,б следует, что при  $f = 7$  кГц независимо от наличия сверхзвукового потока воздуха существует характерное время (1.5–2 мкс при полной длительности импульса 7.5 мкс), в течение которого наблюдается ин-

тенсивное свечение плазмы и максимальное поглощение ею лазерного излучения – интенсивность прошедшего через плазму излучения минимальна. Затем характер взаимодействия лазерного излучения с плазмой изменяется – интенсивность прошедшего лазерного излучения резко возрастает в несколько раз и наблюдаются ее колебания в течение всего плато квазистационарной генерации. Интенсивность свечения плазмы, максимальная при сильном поглощении, затем монотонно затухает. В покоящемся воздухе (при выключении потока) процесс взаимодействия практически не изменяется.

Наличие потока воздуха не оказывало существенного влияния на характер взаимодействия отдельного импульса излучения с плазмой, однако оно приводило к срыву стабильности зажигания ОНР: наблюдались различия в интенсивности свечения и пропуски, т.е. не каждый лазерный импульс сопровождался пробоем газа. Естественно, что среднее поглощение лазерного излучения при создании плазмы с  $f = 7$  кГц в потоке воздуха было относительно меньшим (30%–40%). Для сравнения: в покоящемся газе при этом же режиме генерации поглощение достигает 59%.

При использовании короткого (~2 мкс) лазерного импульса (рис.2,а,3,а) наблюдается интенсивное поглощение в течение 1.5–2 мкс, т.е. практически на протяжении всего импульса, и стабильное формирование разряда при каждом лазерном импульсе. Аналогичная ситуация имеет место для такого импульса и в отсутствие потока. Однако, если на характерное время существования поглощения наличие потока влияет слабо, движение газа приводит к значительным изменениям интенсивности свечения плазмы и интегрального коэффициента поглощения. При наличии сверхзвукового потока характерная длительность импульса свечения ОНР на полувысоте при  $f = 70$  кГц и среднем коэффициенте поглощения 69% составляла ~0.6 мкс. Выключение потока приводило к уменьшению времени свечения разряда до 0.2–0.3 мкс и к снижению среднего коэффициента поглощения до 40%, что обусловлено, по-видимому, влиянием изменения плотности (или эффектом «выгорания» газа в зоне взаимодействия с лазерным излучением) [8], которая не успевает восстановиться при  $f = 70$  кГц.

### 3. Обсуждение результатов

Процесс зажигания разряда состоит из нескольких этапов, каждый из которых влияет на конечный результат – эффективность поглощения энергии в плазме.

#### 3.1. Пробой газа

Проблемы пробоя воздуха длинноволновым излучением CO<sub>2</sub>-лазера подробно рассмотрены, например, в монографии [14]. Показано, что в чистом воздухе для пробоя необходима интенсивность на уровне  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>, в неочищенном воздухе пороговая интенсивность снижается до  $2 \times 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>; отмечена важнейшая роль начальных затравочных электронов. Вследствие процессов прилипания в атмосферном воздухе число свободных электронов оказывается недостаточным для зажигания разряда. В этом плане важную роль начинают играть примеси, аэрозольные частицы и т.п. В наших опытах интенсивность лазерного излучения в фокусе линзы составляла  $\sim 2 \times 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, т.е. была близка к пороговой, в случае

$n = 40$  и  $f = 7$  кГц и уменьшалась до  $7 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> при  $f = 70$  кГц.

Таким образом, возникала парадоксальная ситуация: в присутствии потока воздуха, движущегося со скоростью  $V \sim 500$  м/с, ОПР надежно горел при  $f = 70$  кГц, т.е. при интенсивности ниже пороговой. Однако снижение частоты до 7 кГц и повышение интенсивности до значения выше порогового приводит к появлению пропусков. Можно предположить, что указанный эффект связан с особенностями динамики плазмы в потоке. Характерное время сдува плазмы при размере облака  $D \sim 10$  мм есть  $D/V = 20$  мкс. Таким образом, при большой частоте следования импульсов (до 70 кГц) к моменту прихода следующего импульса имеется остаточная концентрация свободных электронов, которая облегчает пробой. Отметим возможную важную роль фотоионизации окружающего газа. При малой частоте следования за время между импульсами  $\sim 150$  мкс плазма сдувается потоком и пробой происходит в свежем газе нерегулярно.

Вывод о важной роли остаточной ионизации находится в хорошем согласии с результатами опытов с покающимся газом. В этом случае пробой регулярен во всем диапазоне частот, т.е. наличие остаточной плазмы оказывает более благоприятное воздействие, чем сложные процессы динамики каверны, включая снижение плотности газа при расширении облака и ее восстановление, в частности за счет «самопрокачки» газа в ОПР [8].

Отметим, что при малой частоте следования мощность в переднем пике импульса излучения достигает 220 кВт, однако этого оказывается недостаточно для стабильного формирования разряда. При высокой частоте следования (70 кГц) максимальная пиковая мощность уменьшается, однако стабильное формирование ОПР в сверхзвуковом потоке воздуха наблюдалось при ее снижении до 50 кВт ( $5 \times 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>).

### 3.2. Развитие разряда

После пробоя газа формируется фронт ионизации, который распространяется по каустике навстречу лазерному пучку. Известны несколько механизмов переноса плазмы. При интенсивностях лазерного излучения, достигаемых в наших экспериментах ( $5 \times 10^8 - 2 \times 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>), возможна реализация как светодетонационной волны (СДВ) [9], так и быстрой волны ионизации (БВИ), обусловленной фотоионизацией газа и размножением электронов в поле лазерного излучения [15]. При этом скорость процесса БВИ имела характерное значение  $2 \times 10^6$  мм/с. Длина плазменного сгустка вдоль пучка составляла несколько миллиметров. Таким образом, характерное время развития разряда было равно 1–2 мкс.

Показатель поглощения  $\mu$  и угол рефракции  $\theta$  излучения плазмой, согласно [14, 16], могут быть оценены из выражений

$$\mu = 1.8 \times 10^{-35} n_e^2 T_e^{-3/2}, \quad \theta = 5 \times 10^{-20} \int (\partial n_e / \partial r) ds. \quad (1)$$

Здесь  $n_e$  – концентрация электронов (см<sup>-3</sup>);  $T_e$  – электронная температура плазмы (эВ). Интегрирование ведется по трассе лазерного пучка.

На рис.5 приведены зависимости коэффициентов поглощения  $A$  излучения плазмой от времени в течение импульса для  $f = 70.4$  и  $7.04$  кГц при наличии и в отсутствие потока воздуха.

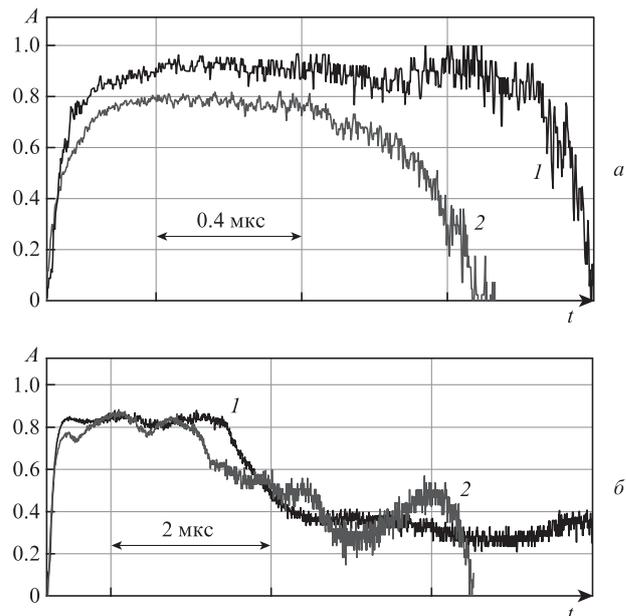


Рис.5. Зависимости от времени коэффициента поглощения плазмы ОПР в сверхзвуковом потоке воздуха (1) и в отсутствие потока воздуха (2); диск с  $n = 400$  шириной 0.5 мм,  $f = 70.4$  кГц (а); диск с  $n = 40$  шириной 0.5 мм,  $f = 7.04$  кГц (б).

Из рис.5,а видно, что интенсивность свечения плазмы, как и поглощение, увеличиваются за время  $\sim 100$  нс. При высокой частоте следования импульсов (70.4 кГц) коэффициент поглощения остается постоянным в течение 1.5 мкс, т.е. практически на протяжении всего импульса. Согласно данным [9, 10] температура плазмы при пробое воздуха излучением СО<sub>2</sub>-лазера может достигать  $(15-20) \times 10^3$  К, а концентрация – критической ( $10^{19}$  см<sup>-3</sup>). При этих условиях из (1) следует, что  $\mu = 10^2 - 10^3$  см<sup>-1</sup>. При столь больших значениях показателя поглощения плазма на фронте СДВ становится непрозрачной. Необходимо отметить, что если на стадии распространения СДВ при очень сильном поглощении влияние рефракции и рассеяния малы [14, 16], то на стадии взаимодействия лазерного излучения со сформированным облаком рефракция может играть важную роль. Для определения роли этих процессов в наблюдаемом ослаблении интенсивности пучка необходимы дополнительные исследования.

Можно предположить, что квазистационарное поглощение в течение 1.5 мкс обусловлено взаимодействием излучения с фронтом СДВ. Основные закономерности формирования и распространения СДВ определяются геометрией каустики и интенсивностью излучения, т.е. СДВ затухает при выходе из области фокусировки, когда интенсивность излучения снижается. Поэтому характерное время существования сильного поглощения оказалось не зависящим от частоты следования импульсов и наличия потока воздуха. За фронтом СДВ плазма свободно расширяется с тепловой скоростью  $V_T \approx (1-2) \times 10^6$  мм/с.

При частоте следования импульсов 70.4 кГц и ширине щели модулятора 0.5 мм полная длительность импульса как раз и составляла 1.5–2 мкс. В этом случае был реализован режим согласования длительности импульса и времени развития СДВ, при котором наблюдается сильное квазистационарное поглощение излучения плазмой (см. рис.5,а). Большая часть мощности проходящего излучения обусловлена, по-видимому, периферийными областями лазерного пучка.

При малой частоте следования импульсов (7.04 кГц) мы также наблюдаем сильное поглощение в течение  $\sim 1.5$  мкс, затем поглощение резко уменьшается, однако сохраняется до конца импульса излучения (см. рис.5,б).

#### 4. Выводы

В данной работе впервые исследовано влияние параметров импульса излучения на условия зажигания и устойчивого горения ОПР в сверхзвуковом потоке воздуха и изучена эффективность поглощения энергии лазерного излучения в плазме. Получены следующие результаты.

1. Показана возможность поглощения 60%–70% энергии лазерного излучения при условии согласования длительности импульса с временем развития волны ионизации, на фронте которой реализуется сильное поглощение.

2. Исследовано влияние скорости потока воздуха на стабильность образования плазмы. Показано, что стабильное горение ОПР в сверхзвуковом потоке реализуется при высокой частоте следования импульсов, когда время между импульсами излучения меньше времени сдува плазмы.

3. Показано, что после пробоя за время 100–150 нс формируется квазистационарная фаза поглощения длительностью  $\sim 1.5$  мкс, существование которой не зависит от наличия потока воздуха и частоты следования импульсов излучения. Данная фаза сильного поглощения, по-видимому, связана с развитием волны ионизации.

4. После затухания волны ионизации поглощение лазерного излучения распадающейся плазмой резко уменьшается.

1. Ellinwood J.W., Mirels H. *Appl. Opt.*, **14**, 2238 (1975).
2. Ахманов С.А., Руденко О.В., Федорченко А.Т. *Письма в ЖТФ*, **5**, 934 (1979).
3. Bagayev S.N., Grachev G.N., Ponomarenko A.G., Smirnov A.L., Demin V.N., Okotrub A.V., Baklanov A.M., Onischuk A.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6732**, 673206 (2007).
4. Райзер Ю.П. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 195 (1970).
5. Генералов Н.А., Захаров А.М., Косынкин В.Д., Якимов М.Ю. *Физика горения и взрыва*, **12**, 91 (1986).
6. Третьяков П.К., Грачев Г.Н. Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. *Докл. РАН*, **336**, 466 (1994).
7. Багаев С.Н., Грачев Г.Н., Пономаренко А.Г., Смирнов А.Л., Демин В.Н., Окотруб А.В., Бакланов А.М., Онищук А.А. *Наука и нанотехнологии* (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2007, с. 123).
8. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Павлов А.А., Смирнов А.Л., Павлов А.А., Голубев М.П. *Квантовая электроника*, **38**, 82 (2008).
9. Райзер Ю.П. *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1980).
10. Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И., Суздальцев А.Г., Егоров А.Б. *Квантовая электроника*, **33**, 753 (2003).
11. Grachev G.N., Ponomarenko A.G., Smirnov A.L., Shulyat'ev V.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4165**, 185 (2000).
12. Малов А.Н., Оришич А.М., Шулятьев В.Б. *Квантовая электроника*, **41**, 1027 (2011).
13. Малов А.Н., Оришич А.М. *Письма в ЖТФ*, **38**, 32 (2012).
14. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Издательский дом ИНТЕЛЛЕКТ, 2009, с. 735).
15. Фишер В.И. *ЖТФ*, **53**, 2143 (1983).
16. Грезев А.Н. В сб. *Современные лазерно-информационные и лазерные технологии* (М: Наука, 2006, с. 228).