

01; 04; 07

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И РЕФРАКЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ НИЗКОПОРОГОВОГО ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ

*В. Н. Анисимов, Р. В. Арутюнян, Л. А. Большов, О. Н. Деркач,
М. Ф. Каневский, Д. Д. Малюта, А. Ю. Себрант, А. И. Юдин*

Проведены экспериментальные измерения интенсивности свечения линий ионов плазмы приповерхностного низкопорогового пробоя газов импульсами излучения CO_2 лазера микросекундной длительности. В результате обработки результатов измерений, выполненных с временным и пространственным разрешением, получены картины пространственно-временной эволюции распределения электронной плотности плазмы. В приближении геометрической оптики выполнены расчеты распространения излучения через плазму пробоя, демонстрирующие наличие заметной рефракции излучения. Результаты расчетов прозрачности плазмы хорошо согласуются с экспериментальными данными по прозрачности плазмы. Обсуждаются двумерные газодинамические эффекты, ответственные за эволюцию профиля плотности плазмы приповерхностного пробоя.

Введение

Изучение взаимодействия импульсного излучения CO_2 лазера умеренной интенсивности $I \leq 10^8$ Вт/см² с веществом продолжает привлекать внимание как с научной, так и с практической точек зрения, поскольку этот диапазон широко используется в лазерной технологии. Хорошо известно, что при воздействии на поверхность импульсами CO_2 лазера микросекундной длительности при $I \sim 10^7$ Вт/см² вблизи поверхности образуется плазма в результате низкопорогового оптического пробоя (НОП) окружающего газа (см., например, [1]). Большое число параметров в рассматриваемой задаче (условия фокусировки, интенсивность и форма импульса, теплофизические и оптические свойства образца и окружающего газа и др.) приводит к тому, что в наиболее общей постановке проведение исследования и интерпретация полученных результатов представляют собой весьма сложную проблему. При этом часто эксперименты проводятся в условиях, когда существенную роль играют двумерные эффекты, поскольку плазма распространяется навстречу лучу на расстояния, значительно превышающие размеры пятна фокусировки на поверхности. Задача сильно усложняется также тем обстоятельством, что в реальных экспериментах используются лазерные импульсы, обладающие часто весьма сложной временной и пространственной структурой. В некоторых случаях с помощью сложных двумерных моделей удается достигнуть качественного, а по некоторым интегральным характеристикам и количественного, согласия с экспериментом [1-3]. В связи с этим очень важным и плодотворным является экспериментальное исследование количественных пространственно-временных характеристик плазмы, позволяющих провести прямое сравнение экспериментальных данных с численным моделированием. Такое исследование позволяет получить новую качественную и количественную информацию, уточнить имеющиеся теоретические модели.

Существенное упрощение анализа результатов и выявление основных закономерностей может быть достигнуто в различных смешанных моделях, где совместно используются как экспериментальные, так и теоретические данные. Такой подход и реализован в настоящей работе.

Один из важных вопросов физики взаимодействия лазера с излучением (ЛИ) с плазмой связан с трансформацией излучения, проходящего через плазму, т. е. с поглощением и рефракцией излучения в плазме. Изучению прохождения излучения CO_2 лазера с длительностью импульса $\tau \geq 1$ мс, в том числе и непрерывного излучения, через низкотемпературную плазму посвящены работы [4-6]. Качественные выводы о влиянии рефракции излучения микросекундной длительности на эффективность взаимодействия Nd лазера с низкотемпературной плазмой сделаны в работе [7].

Настоящая работа посвящена изучению распространения импульсного излучения CO_2 лазера микросекундной длительности через плазму низкогопорогового оптического пробоя вблизи металлической поверхности. Учет рефракции и поглощения ЛИ в плазме НОП позволяет получить одну из основных характеристик, важных для приложений, — зависимость интенсивности излучения в данной точке образца от времени.

Постановка задачи и метод ее решения

Для проведения экспериментов использовался CO_2 лазер, импульс которого имел характерную форму — короткий интенсивный лидирующий пикоч длительностью $\tau_n = 500$ нс, за которым следовал медленно спадающий «хвост» длительностью $\tau_x \approx 4.5$ мкс. Энергия импульса составляла 1 Дж. Порог образования светодетонационной волны (СДВ) составляет $I_{\text{СДВ}} \approx 2 \cdot 10^7$ Вт/см² в случае низкогопорогового пробоя воздуха атмосферного давления вблизи металлической поверхности [1]. Хорошо известно [1], что при $I > I_{\text{СДВ}}$ на фоторазвертках свечения плазмы вдоль оси луча можно выделить две характерные стадии: 1) пробой газа, распространение и распад СДВ; 2) вторичный поджиг газа вблизи поверхности и движение волны вторичного пробоя. На первом этапе поверхность полностью экранируется от лазерного излучения плазмой и воздействие на поверхность обусловлено преимущественно переизлучением плазмы в УФ диапазоне. Технологическая обработка поверхности происходит, как правило, на втором этапе, когда плазма лишь частично поглощает ЛИ и наряду с излучением плазмы на образец воздействует непосредственно лазерный луч. Отметим, что если интенсивность ЛИ превышает порог плазмообразования, но остается меньше $I_{\text{СДВ}}$, то тонкий поглощающий фронт не формируется, плазма не отрывается от поверхности в течение всего лазерного импульса [1].

Исследование первого этапа взаимодействия важно по двум причинам: 1) именно этой фазой определяется время экранировки поверхности от ЛИ, 2) вторичный поджиг и восстановление прозрачности происходит на плазменном фоне, образованном после прохождения и распада СДВ.

С точки зрения воздействия ЛИ на поверхность наибольший интерес представляет изучение второго этапа. В данной работе основное внимание уделено изучению поглощения и рефракции ЛИ в плазме вторичного пробоя и стадии последующего распада плазмы НОП. Оценочные значения плотности электронов $n_e \approx 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ на фронте СДВ были получены интерферометрическим методом в работе [8] и находятся в хорошем согласии с обсуждаемыми ниже результатами.

В экспериментах, проведенных по описанным ниже методикам, определялась относительная интенсивность свечения плазмы в линиях иона азота $I_\lambda(r, z, t)$, где r — радиальная координата, отсчитываемая от оси луча; z — координата по нормали к поверхности; t — время. Функция I_λ в отсутствие самопоглощения линии зависит от двух параметров плазмы: концентрации ионов n_+ и температуры T_e (для равновесной однократно ионизованной плазмы). Показатель преломления плазмы n_r зависит от концентрации электронов n_e , $n_r = (1 - n_e/n_{cr})^{1/2}$, где $n_{cr} = 10^{19}$ см⁻³ — критическая плотность для излучения CO_2 лазера. Коэффициент поглощения плазмы $\mu = \mu(n_e, T_e)$. Помимо определения относительных изменений $I_\lambda(r, z, t)$, были выполнены измерения $n_e(t) = n_+$ при фиксированных r и z .

Температура плазмы полагалась постоянной, что подтверждается как проведенными измерениями относительной интенсивности линий с различными

потенциалами возбуждения, так и результатами работы [9]. В этом приближении на основании измеренных функций $I_{\lambda}(r, z, t)$ и $n_e(t)$ можно было определить абсолютную величину $n_e(r, z, t)$ и, следовательно, распределения $n_e(r, z, t)$ и $\mu(r, z, t)$.

Расчеты распространения ЛИ в плазме проводились в приближении геометрической оптики. Для этого был использован двумерный вариант программы, позволяющий эффективно решать трехмерные задачи распространения лазерного излучения в неоднородной плазме. Для проведения расчетов на основе экспериментальных данных строилась табличная функция $n_e(r, z, t)$. Расчетная область покрывалась сеткой с размерами ячейки $\Delta z=0.35$ мм и $\Delta r=0.1$ мм. Радиус луча на поверхности составлял $R=0.7-0.8$ мм, тангенс угла фокусировки $\text{tg } \varphi=0.05$. Распределение интенсивности по сечению луча предполагалось постоянным, что простейшим образом моделировало использованное в эксперименте многомодовое излучение. Лазерный луч разбивался на 140 лучей, распространение которых через среду с данным распределением $n_e(r, z, t)$ позволяло исследовать эффекты нестационарного поглощения и рефракции.

Экспериментальные методики

Оптическая схема эксперимента приведена на рис. 1. Для регистрации спектров свечения плазмы НОП с временным разрешением использовался фотохронограф ФЭР-7, перед которым располагалась спектральная приставка СП-78 [10] на основе дифракционной решетки 600 штрихов/мм. В том случае, когда направления дисперсии приставки и развертки фотохронографа совпа-

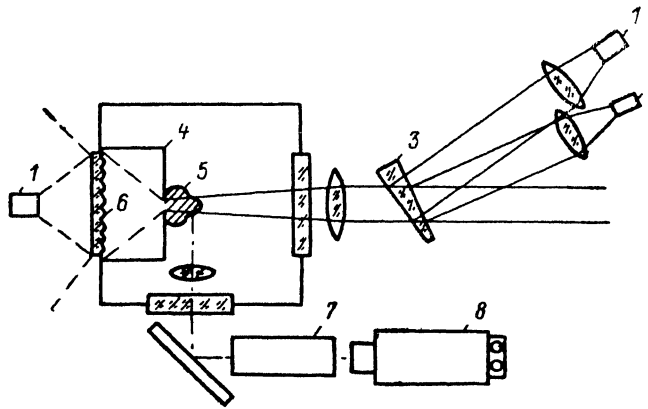


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента.

1 — быстрореагирующие фотоприемники ИК излучения, 2 — калориметр, 3 — делительный клин, 4 — образец с отверстием и блендой для отсечки рассеянного фона, 5 — плазма НОП, 6 — рассеиватель, 7 — спектральная приставка СП-78, 8 — фотохронограф ФЭР-7.

дали, можно было производить запись регистрограммы свечения плазмы в узком спектральном интервале, определяемом шириной щели ФЭР-7. Эксперименты по изучению НОП в воздухе были выполнены в основном с использованием линий $\text{NII } 5679 \text{ \AA}$ и 5927 \AA . Регистрограммы развития плазмы снимали как вдоль оси лазерного луча, так и в поперечном направлении на различных удалениях от поверхности. Для получения нормального почернения фотопленки изображение накапливалось в течение 100—1000 импульсов. Измерения показали, что собранная на основе генератора задержанных импульсов ГЗИ-6 схема синхронизации обеспечивала разброс запуска ± 50 нс и накопление не приводило к размыванию регистрограммы. Энергия лазерных импульсов была стабильна с точностью лучше 5 %.

Снятые в радиальном направлении регистрограммы отличались высокой симметричностью. Используя преобразование Абеля (метод вычислений описан в работе [11]), из этих регистрограмм можно было восстановить локальную ин-

тенсивность $I_\lambda(r, t)$. Неоднократные съемки регистрограмм и их обработка продемонстрировали повторяемость результатов с точностью приблизительно 10 % и устойчивым воспроизведением всех качественных особенностей $I_\lambda(r, t)$.

При реализации преобразования Абеля точки по радиусу брали через 0.07 мм. В качестве примера на рис. 2. приведен результат обработки регистрограммы. Расстояния по радиусу отсчитываются от оси факела, время — от появления плазмы на заданном расстоянии z от поверхности. Виден отчетливый внеосевой максимум светимости плазмы, расположенный приблизительно на границе лазерного пучка в данном сечении и возникающий чуть позже чем через 1 мкс после начала пробы. Отметим, что этот максимум, хотя и не столь отчетливо, виден и на регистрограммах до проведения преобразования Абеля, а его величина меньше максимума на фронте плазмы (при $r=0$ $t=0.1$ мкс).

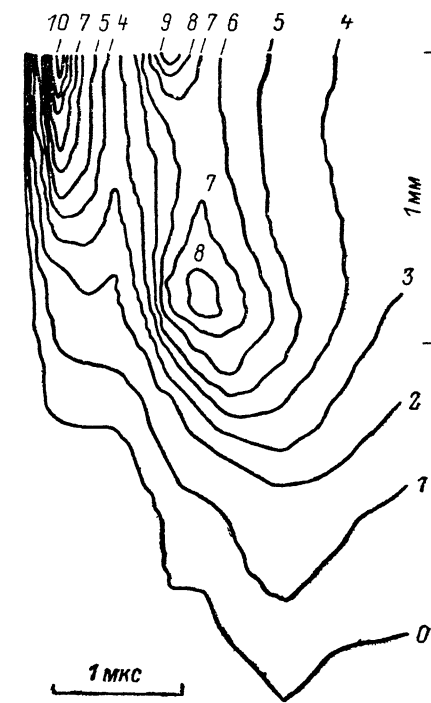


Рис. 2. Распределение интенсивности свечения линий NII 5679 Å $I_\lambda(r, t)$ при $z=4$ мм и изолинии функции $I_\lambda(r, t)$.

Цифры у кривых — интенсивности в относительных единицах. Начало координаты r соответствует оси плазмы, время отсчитывается от появления плазменного фронта на высоте z .

Таким образом, появление внеосевого максимума $I_\lambda(r, t)$ не может быть связано с некорректностью выполнения преобразования Абеля. Набор полученных таким образом $I_\lambda(r, t)$ (при разных z) позволял построить двумерную картину

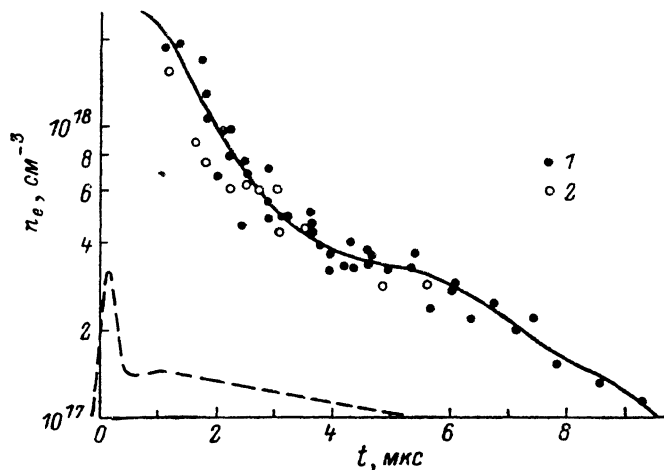


Рис. 3. Зависимость максимальной по радиусу концентрации электронов n_e от времени, прошедшего с начала пробы.

1 — плотность энергии 60 Дж/см² (режим без отрыва плазмы от поверхности), 2 — плотность энергии 190 Дж/см² (режим СДВ). $z=0.5$ мм, $r=0$. Штриховая линия — форма лазерного импульса в относительных единицах в линейном масштабе.

эволюции распределения интенсивности свечения спектральной линии $I_\lambda(r, z, t)$. Моменты появления плазмы на различных z определялись по регистрограммам, снятым вдоль оси факела.

Съемка при скрещенных направлениях дисперсии и развертки позволяла изучать эволюцию фрагмента спектра излучения, испущенного вдоль данной

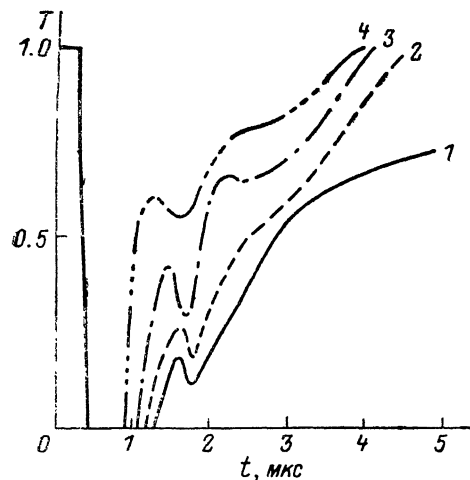
си, от времени. Обработка таких спектрограмм давала информацию об изменении концентрации электронов n_e в течение импульса, определенной по уширению спектральных линий [12]. В этих опытах НОП возбуждался в пропане, и максимальное по радиусу значение n_e вычисляли по уширению линии H_{β} . Результаты представлены на рис. 3. Как регистрограммы развития плазмы, так и изменения прозрачности плазмы в течение импульса практически не изменяются при переходе от пропана к воздуху. Поэтому использование полученных для пропана зависимостей абсолютной величины $n_e(t)$ для нормировки $n_e(r, z, t)$ при исследовании НОП в воздухе представляется допустимым.

Необходимые спектральные калибровки и снятие кривой почернения, учитывающей как характеристики электронно-оптического преобразователя фотохронографа, так и характеристики фотопленки выполнялись с помощью ртутной лампы и калиброванного девятиступенчатого ослабителя. Результаты калибровок заносились в память ЭВМ, с помощью которой проводилась обработка полученных регистрограмм и спектрограмм.

Для измерения динамики прозрачности плазменного факела была использована оптическая схема (рис. 1), в которой излучение лазера, прошедшее через плазму и отверстие в образце диаметром 70 мкм, поступало на рассеиватель, за которым располагался фотоприемник с временным разрешением 70 нс (фотосопротивление ФСГ-22-3А2 с эмиттерным повторителем).

Применение рассеивателя вместо собирающей оптической системы (использованной, например, в эксперименте [13]) позволяло уверенно регистрировать практически все излучение, прошедшее через плазму и отверстие в образце независимо от его распределения по углам. Использованная схема нечувствительна к погрешностям юстировки приемника. На рис. 4. представлены экспериментальные зависимости прозрачности плазмы НОП от времени, полученные при различных давлениях воздуха, в режиме СДВ (P , Па: 1 — 10^5 , 2 — $4.8 \cdot 10^4$, 3 — $3.4 \cdot 10^4$, 4 — $1.7 \cdot 10^4$).

Рис. 4.



Результаты и их обсуждение

Прежде чем перейти к рассмотрению полученных в данной работе результатов, обсудим некоторые аспекты взаимодействия лазерного излучения с плазмой НОП, имеющие важное значение для анализа. Кратко остановимся на первом этапе взаимодействия — распространении СДВ в сфокусированном луче. Здесь следует отметить влияние, которое оказывает поперечная структура излучения на динамику СДВ. Сравним распространение СДВ в гауссовом пучке и в пучке, радиальное распределение интенсивности в котором однородно (простейшая приближенная модель многомодового излучения). Принципиальное отличие этих двух случаев состоит в различных условиях боковой разгрузки из комплекса СДВ, что приводит к различным порогам поддержания СДВ и условиям восстановления прозрачности плазмы, образованной в газе, после прохождения волны. Для однородного пучка боковая разгрузка носит «поверхностный» характер (интенсивные потери в основном на границе луча), а для гауссова пучка — «объемный», что связано с искривлением фронта СДВ, которое наиболее отчетливо выражено вблизи порога поддержания. Искривление фронта следует учитывать при интерпретации экспериментов, поскольку в опытах свечение чаще всего регистрируется в виде интеграла по диаметру луча. Толщина наблюдаемой светящейся зоны в этом случае может существенно

превышать размер истинной зоны поглощения особенно в момент начавшегося на периферии луча просветления плазмы.

Естественно, что просветление СДВ в обоих случаях в первую очередь происходит на границе луча, где параметры плазмы наиболее неоднородны. При этом лазерное излучение начинает проникать в плазму за фронтом. Поглощение ЛИ в дальнейшем приводит к возмущению занятой плазмой области. Кар-

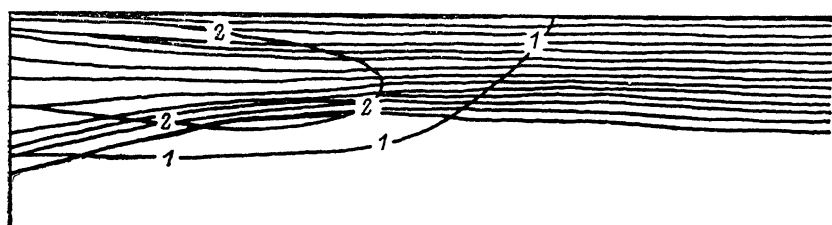


Рис. 5. Расчетные траектории лучей и изолинии плотности, соответствующие $n_e = 10^{18}$ (1), $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (2).

тина носит сложный характер, что приводит к заметно нестационарной и неоднородной пространственной структуре параметров плазмы (показателя преломления и коэффициента поглощения), определяющих структуру прошедшего излучения.

На рис. 5, 6 приведены результаты расчетов прохождения ЛИ через плазму НОП (одно из сечений которой показано на рис. 2), в приближении геометри-

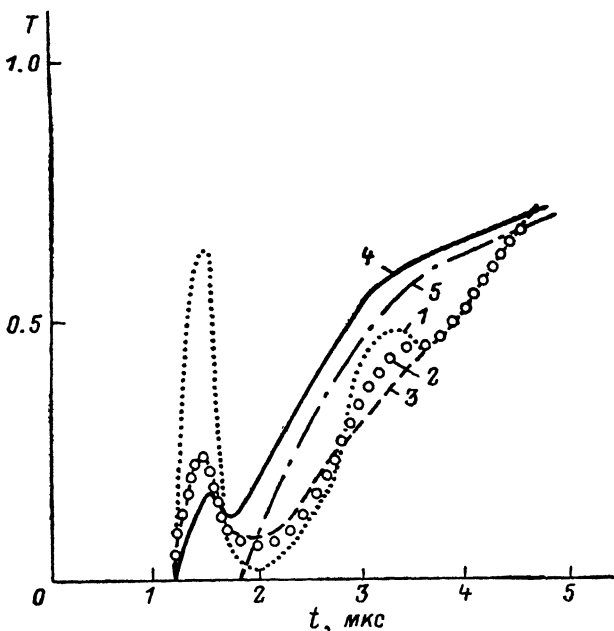


Рис. 6. Результаты расчетов прозрачности плазмы при различных диаметрах отверстия, через которое производится регистрация прошедшего излучения.

1 — $d = 3/7d_0$, 2 — $d = 5/7d_0$, 3 — полная прозрачность, 4 — экспериментальная кривая прозрачности, 5 — результат расчета прозрачности без учета рефракции, $n_r(r, z) = \text{const}$.

ческой оптики. Траектории лучей на момент времени 1.32 мкс после начала пробоя представлены на рис. 5. Видно, что рефракция излучения может приводить как к фокусировке, так и к дефокусировке излучения. В более поздние моменты времени основным эффектом является дефокусировка. Лазерный пучок в плазме и на выходе из нее имеет заметно неоднородную пространственную структуру. Как уже отмечалось, на распределение интенсивности излучения на поверхности весьма важное влияние оказывает и коэффициент поглощения.

На рис. 6 представлены расчетные зависимости падающей на поверхность мощности ЛИ в зависимости от времени для пяти различного размера: $r_1 =$

$=3 \cdot 10^{-2}$ см, $r_2 = 5/7$, $R = 5 \cdot 10^{-2}$ см (R — размер пятна фокусировки на поверхности), а также полная относительная мощность прошедшего через плазму излучения. Из сравнения графиков отчетливо видно, что первый пик прозрачности, наблюдаемый в эксперименте, можно объяснить лишь при учете эффектов фокусировки за счет рефракции (рис. 5). Нормировка произведена на уровень мощности падающего излучения, приходящегося на зону соответствующего диаметра в отсутствие плазмы. В этом расчете, как и выше, предполагалось одномерное по радиусу распределение интенсивности.

Наблюдаемая рефракция связана с нестационарными газодинамическими и тепловыми процессами, сопровождающими эволюцию плазмы НОП. Характерная длина рефракции излучения $l_p \approx R / (\Delta n_s / 2n_{cr})^{1/2} \leq 1$ см, где для оценок использованы полученные в эксперименте значения. Заметим также, что для правомерности использования приближения геометрической оптики необходимо выполнение условия $\lambda L / \pi r^2 < 1$ (λ — длина волны излучения; L , r — характерные продольный и поперечный размеры неоднородности плазмы). Для CO_2 лазера с $\lambda = 10^{-3}$ см и характерной длиной плазменного факела $L \approx 5$ см это условие требует, чтобы характерный поперечный размер неоднородности превышал 10^{-2} см. Наблюдаемые в эксперименте характерные неоднородности плазмы удовлетворяют этому условию.

Имеющийся на графике прозрачности плазмы провал, следующий за первым пиком восстановления прозрачности, оказывается более длительным и глубоким на расчетном графике по сравнению с экспериментальным. Объяснение этого количественного расхождения связано, по-видимому, с тем, что на этапе формирования волны вторичного пробоя возможно отклонение от изотермичности плазмы, которое приводит к росту величины коэффициента поглощения плазмы, оцененного в изотермическом приближении. Более подробные дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования позволят учесть этот эффект.

Таким образом, проведенные в данной работе экспериментальные и теоретические исследования показывают, что процесс трансформации ЛИ, проходящего через плазму НОП, имеет сложный пространственно-временной характер, причем существенную роль играют эффекты не только поглощения, но и рефракции.

Выводы

1. Экспериментально получены пространственно-временные распределения интенсивности свечения линий ионизованного азота в плазме приповерхностного низкорогового оптического пробоя воздуха импульсом излучения CO_2 лазера микросекундной длительности.
2. Экспериментально исследовано восстановление прозрачности плазмы НОП при различных давлениях.
3. С помощью численных расчетов проведено изучение распространения лазерного пучка в плазме приповерхностного пробоя в рамках приближения геометрической оптики. Установлено, что рефракция приводит не только к дефокусировке периферийной части луча, но на стадии вторичного пробоя возможна фокусировка части излучения в центр пятна облучения. Полученные с учетом рефракции характеристики пропускания лазерной плазмы хорошо совпадают с экспериментально наблюдаемыми.

Литература

- [1] Агеев В. П., Бурдин С. Г., Гончаров И. Н. и др. Взаимодействие мощного импульсного лазерного излучения с твердыми телами в газах. М.: Изд-во ВИНТИ, 1983. 319 с.
- [2] Бонч-Бруевич А. М., Зинченко В. И., Имас Я. А. и др. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 5. С. 919—924.
- [3] Немчинов И. В. Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1982. Т. 46. № 3. С. 1036—1046.
- [4] Fowler M. C., Smith D. C. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 1. P. 138—150.
- [5] Даньшиков Е. В., Дыжшаков В. А., Лебедев Ф. В., Рязанов А. В. // Квант. электр. 1985. Т. 12. № 9. С. 1846—1855.
- [6] Райзер Ю. П., Силантьев А. Ю. // Квант. электр. 1986. Т. 13. № 3. С. 593—600.
- [7] Ершов Б. В., Крайцов С. Б., Прохоров А. М. и др. // Краткие сообщения по физике. 1985. Вып. 10. С. 62—65.

- [8] *Apostol D., Apostol I., Barbylescu D. et al. // Rev. Roum. Phys. 1983. Vol. 28, N 4. P. 355—358.*
- [9] *Бакеев А. А., Николашина Л. И., Прокопенко Н. В. // Квант. электр. 1980. Т. 7. № 6. С. 1236—1240.*
- [10] *Дубовик А. С. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М.: Наука, 1984. 320 с.*
- [11] *Миронов Е. П., Пергамент М. И., Тихомиров В. В., Шапиро Ю. А. // Диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1973. С. 128—136.*
- [12] *Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978. 491 с.*
- [13] *Sturmer E., von Allmen M. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 11. P. 5648—5654.*

Поступило в Редакцию
25 декабря 1987 г.
