

04; 07

© 1991

КВАЗИНЕПРЕРЫВНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД  
В СЛАБОСХОДЯЩЕМСЯ ЛУЧЕ  $\text{CO}_2$  ЛАЗЕРАА.Б. Вагапов, Н.П. Козлов,  
А.В. Пекшев, В.И. Суслов

Исследование оптических разрядов в настоящее время становится все более актуальным в связи с развитием различных технических приложений: оптического плазмотрона [1-3], преобразователя энергии лазерного излучения в электричество [4-6], источников света большой яркости, и др. Авторы работы [7] экспериментально обнаружили, что для заданного давления при мощности лазерного луча выше некоторой критической стационарное существование непрерывного оптического разряда (НОР) в неподвижном газе становится невозможным. Причина существования верхнего предела по мощности лазерного луча при умеренных давлениях среды ( $5.0 \cdot 10^4 - 3.0 \cdot 10^5$  Па) связана с тепловой неустойчивостью НОР в слабосходящемся лазерном луче. Таким образом, возникают принципиальные трудности в получении мощных оптических разрядов в длиннофокусных системах или коллимированном лазерном луче в неподвижном газе, что сильно ограничивает возможности получения и использования оптических разрядов в технических устройствах.

В данной работе предлагается способ реализации квазинепрерывного оптического разряда в непрерывном лазерном луче допробойной интенсивности ( $q = 10^4 - 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>) и приводятся некоторые результаты экспериментального исследования динамики распространения и частотных характеристик оптического разряда в слабосходящемся лазерном луче.

Известно, что если на пути лазерного луча достаточной интенсивности появляется плазменное образование, то в этом месте начинается поглощение падающего света, т.е. образуется оптический разряд. При этом всегда существуют механизмы передачи энергии от разрядной плазмы к окружающим холодным слоям газа, что способствует их ионизации. Такими механизмами могут быть теплопроводность, ударная волна, тепловое излучение плазмы разряда и др. Если вновь ионизованные слои холодного газа находятся в достаточно сильном поле, то в них также происходит поглощение света и выделение энергии, что способствует ионизации соседних слоев, т.е. разряд распространяется по лазерному лучу. В случае излучения  $\text{CO}_2$  лазера образовавшаяся плазма является непрозрачной для падающего потока, поэтому разряд распространяется от точки поджига только навстречу лазерному лучу. Дви-

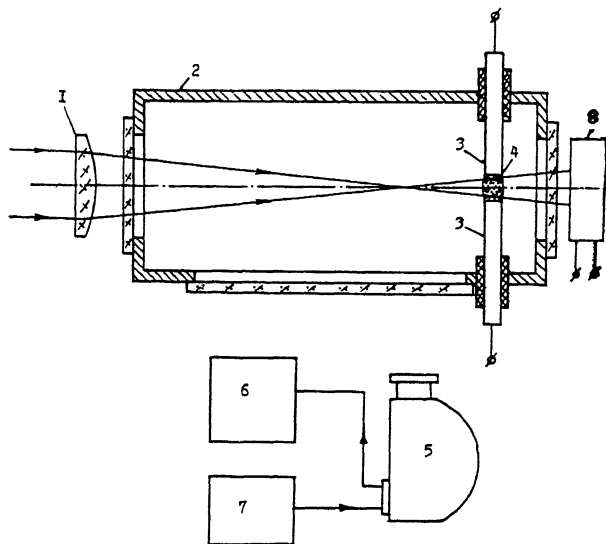


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - фокусирующая линза, 2 - камера из нержавеющей стали, 3 - электроды, 4 - дуговой разряд, 5 - камера ВФУ-1, 6 - частотомер, 7 - пульт ВФУ-1, 8 - измеритель мощности лазерного излучения.

жение разряда происходит до тех пор, пока он не попадает в сечение, в котором из-за расходимости лазерного луча плотность падающей мощности лазерного излучения уже недостаточна для поддержания разряда или потери из области разряда превышают объемное энерговыделение за счет поглощения лазерного излучения. В этом сечении разряд гаснет. Следует отметить, что при использовании для получения оптического разряда излучения  $\text{CO}_2$  лазера допробойной интенсивности в газах атмосферного давления основным фактором, определяющим скорость распространения разряда, является теплопроводность.

Если же в фокусе лазерного луча, либо в любом другом сечении, в котором плотность света достаточна для поддержания оптического разряда, создать стационарную „затравочную“ плазму, то процесс образования, распространения, гашения и образования нового разряда будет повторяться во времени с частотой  $I/\bar{t}$ , где  $\bar{t}$  - время движения разряда от области поджига до области его гашения.

На рис. 1 показана схема получения и исследования такого типа разряда. Излучение  $\text{CO}_2$  лазера непрерывного действия мощностью до 1000 Вт фокусируется линзой из хлористого калия 1 в камере 2, заполненной ксеноном при давлении  $(1.2-2.5) \cdot 10^5$  Па. На расстоянии, незначительно превышающем фокусное расстояние линзы, устанавливаются угольные электроды 3, между которыми создается стационарная плазма 4 дугового разряда.

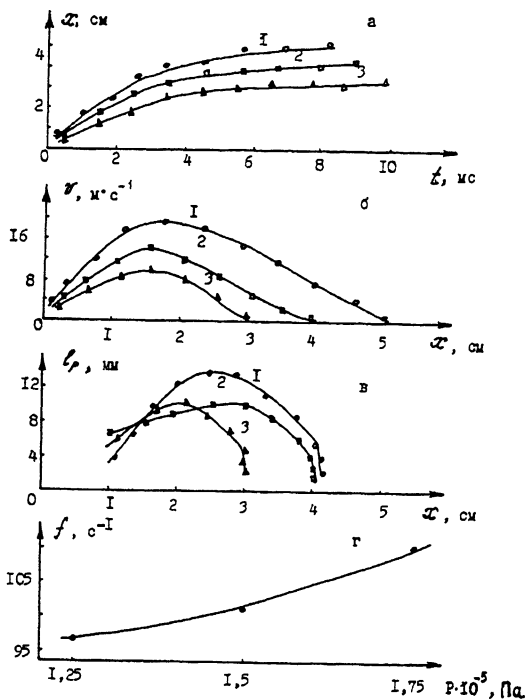


Рис. 2. Характеристика оптического разряда в слабосфокусированном лазерном луче, а – временная зависимость положения оптического разряда, б – зависимость скорости разряда от его положения относительно „затравочной“ плазмы, в – продольный размер разряда, г – зависимость частоты повторения процесса от давления ксенона. ( $W_{ли} = 480 \text{ Вт}$ , 1 –  $P_{Xe} = 1.75 \cdot 10^5 \text{ Па}$ , 2 –  $P_{Xe} = 1.50 \cdot 10^5 \text{ Па}$ , 3 –  $P_{Xe} = 1.25 \cdot 10^5 \text{ Па}$ ).

Для регистрации динамики образования, распространения и гашения оптического разряда использовалась высокоскоростная фоторегистрирующая установка 5 типа ВФУ-1 в режиме покадровой съемки. Выполненные изменения в конструкции установки ВФУ-1 позволили регистрировать процессы длительностью  $4 \cdot 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-2} \text{ с}$ .

Результаты экспериментального исследования динамики оптического разряда в слабосходящемся лазерном луче (расходимость  $\theta = 10^{-3}$  радиан, фокусное расстояние линзы  $F = 400 \text{ мм}$ ) представлены на рис. 2. За нулевую точку в рассматриваемой системе координат принято положение „затравочной“ плазмы. Зависимости положения оптического разряда ( $x$ ) от времени показана на рис. 2, а, а зависимость скорости движения разряда ( $v$ ) и продольного размера ( $l_p$ ) от его положения – на рис. 2, б и 2, в соответственно.

В начальный период времени, когда разряд движется по сходящемуся лучу, его скорость мала и составляет величину порядка 4–8 м/с. Когда разряд попадает в область каустики, т.е. в область повышенных плотностей мощностей лазерного излучения, его скорость возрастает до 10–15 м/с. После прохождения разрядом зоны каустики движение продолжается по расходящемуся лучу с уменьшающейся до нуля скоростью. При скорости, равной нулю, разряд гаснет. Максимальный продольный размер разряд имеет в области каустики лазерного луча (рис. 2, в). На рис. 2, г представлена зависимость частоты процесса ( $f$ ) от давления газа в камере.

При увеличении давления среды, в которой распространяется оптический разряд, скорость его увеличивается, возрастают путь, который он проходит, и частота процесса. Эти факты можно объяснить тем, что с ростом давления повышается как коэффициент теплопроводности среды, пропорционально которому изменяется скорость распространения разряда, так и коэффициент поглощения лазерного излучения плазмой.

Предложенный способ позволяет получать мощные квазинепрерывные оптические разряды в слабосходящемся или коллимированном лазерном луче в неподвижном газе или атмосферном воздухе, что снимает верхнее ограничение по мощности лазерного излучения и открывает новые возможности для различных технических приложений оптических разрядов (преобразование энергии лазерного излучения в электричество, протяженные высокоинтенсивные источники света и др.).

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Райзер Ю.П. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 195–199.
- [2] Герасименко М.В., Козлов Г.И., Кузнецов В.А. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 4. С. 707–717.
- [3] Герасименко М.В., Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков В.А. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 15. С. 954–957.
- [4] Пекшев А.В., Протасов Ю.С., Суслов В.И., Суслов Н.И. Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Ташкент: Фан, 1987. Ч. 11. С. 155–156.
- [5] Вагапов А.Б., Козлов Н.П., Пекшев А.В., Суслов В.И. Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 20–23 июня 1989. Ч. 11. С. 119–120.
- [6] Пекшев А.В., Суслов В.И. Тез. докл. 1 Всесоюз. симп. по радиационной плазмодинамике. М.: Энергоиздат, 1989. Ч. 11. С. 126–127.

Поступило в Редакцию  
27 сентября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 3

12 февраля 1991 г.

09

© 1991

## ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОНКИМ ПРОВОДЯЩИМ ЦИЛИНДРОМ

А.И. К а ш и р и н, П.П. М и х а й л и к

Интерес к процессам взаимодействия электромагнитного излучения с ферромагнитными частицами не случаен и объясняется как появлением ряда новых эффектов, не свойственных диэлектрическим и проводящим частицам, так и практической потребностью исследования свойств многочисленных магнитных материалов в конкретных ситуациях их использования. В частности, в работе [1] рассматривалось взаимодействие электромагнитного СВЧ излучения со сплошными сферическими магнитными частицами. Один из выводов работы состоял в том, что малые (по сравнению с длиной волны падающего излучения  $\lambda$ ) магнитные частицы могут обладать гораздо большей поглощающей способностью, чем диэлектрические частицы таких же размеров (в длинноволновом пределе аналогичный вывод качественно можно распространить и на несферические частицы).

В отличие от сплошных однородных частиц принципиально новые свойства появляются у малых многослойных частиц. В работе [2] показано, что малые металлические частицы, покрытые магнитной оболочкой, могут проявлять аномальные, в том числе и частотно-избирательные свойства при рассеянии электромагнитного излучения. Многослойность, по-видимому, может привести и к особым поглощающим свойствам малых частиц. В данной работе рассматривается поглощающая способность тонкой длинной металлической частицы, покрытой слоем магнетика.

Для простоты расчетов будем рассматривать бесконечный металлический цилиндр радиуса  $R_0$ , покрытый слоем магнетика с внешним радиусом  $R$ , на который падает плоская электромагнитная волна с электрическим полем, параллельным оси цилиндра. Однородное уравнение Гельмгольца решалось в цилиндри-