

УДК 533.9.07:621.373.826

ОПТИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ, ПОДДЕРЖИВАЕМЫЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРОВ БЛИЖНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

В. П. Зимаков, В. А. Кузнецов, Н. Г. Соловьев, А. Н. Шемякин, А. О. Шилов, М. Ю. Якимов

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем механики им. А. Ю. Иилинского
Москва, 119526, пр-кт Вернадского, д.101, кор.1
yakimov@lantanlaser.ru*

Аннотация

В данной работе на основе проведенных в последние годы в ИПМех РАН экспериментов по поддержанию непрерывных оптических разрядов (НОР) в инертных газах высокого давления твердотельными лазерами, излучающими в ближнем ИК-диапазоне (0,96-1,1 мкм), представлены новые явления, характерные для поддержания НОР излучением данного диапазона. Пороговые мощности поддержания НОР в ксеноне и аргоне высокого давления оказались неожиданно низкими, что само по себе свидетельствует о принципиальном различии механизмов поглощения лазерного излучения в ближнем и среднем (9,4-10,6 мкм) ИК-диапазонах. Исследование механизмов рефракции также показало существенные отличия «коротковолнового» НОР, приводящие при определенных условиях к бистабильности плазмы, не наблюдавшейся в экспериментах с НОР, поддерживаемых CO₂-лазером. В результате проведенных исследований были определены уровни пороговых мощностей поддержания НОР излучением в диапазоне 1 мкм в ксеноне и аргоне при высоком давлении, а также найдены условия фокусировки лазерного излучения, обеспечивающие стабильное горение и высокую спектральную яркость плазмы. Предложены объяснения наблюдаемых явлений.

Ключевые слова: лазерная плазма, непрерывный оптический разряд, НОР, бистабильность НОР, спектральная яркость НОР.

OPTICAL DISCHARGES SUSTAINED BY NEAR-IR BAND LASER RADIATION

Zimakov V.P., Kuznetsov V.A., Solov'ev N.G., Shemyakin A.N., Shilov A.O., Yakimov M.Y.

Institute for Problems in Mechanics Russian Academy of Sciences, Russia, Moscow, 119526

This work represents newly obtained effects specific for continuous optical discharges (COD) sustained by solid-state lasers of near-IR band (0,96-1,1 μm), based on recent experiments on sustaining COD in high pressure rare gases being carried out last years in IPMech. Threshold laser power to sustain COD by near-IR laser radiation in high pressure xenon and argon appeared to be considerably lower than it could be expected. This result demonstrates the important difference in plasma absorption mechanisms of mid- and near-IR laser radiation. Detailed investigations of laser beam refraction mechanisms have also revealed substantial differences of a "short wavelength" COD behavior, leading under certain condition to plasma bistability not observed in experiments with COD sustained by CO₂ lasers. As a result of the present studies, threshold power levels and beam focusing conditions were defined to ensure stable COD burning and high spectral brightness of COD plasma. Some explanations were proposed for the phenomena observed.

Key words: laser plasma, continuous optical discharge, spectral emissivity.

Введение

Непрерывный оптический разряд (НОР), в котором плотная плазма поддерживается за счет поглощения непрерывного лазерного излучения, в настоящее время является одним из нескольких способов (и, возможно, самым эффективным и удобным из них) получения стационарной плазмы с температурой 20-25 кК в лабораторных условиях при атмосферном давлении и выше. Явление НОР было теоретически предсказано и впервые получено в эксперименте в Институте проблем механики им. А. Ю. Ишлинского в 1969-1970 [1-2]. Обзор основных результатов теоретического и экспериментального изучения НОР, проводимого с тех пор, можно найти в [3-4].

По мере того, как с развитием непрерывных лазеров высокой мощности, главным образом CO₂-лазеров, росли возможности для получения НОР, были найдены основные характеристики НОР и условия его поддержания, развивались методы диагностики плазмы НОР, были созданы теоретические модели для вычисления условий поддержания и характеристик НОР в различных условиях. Однако, несмотря на успехи в изучении и понимании НОР, его производственное и технологическое применение до последнего времени было ограничено высокой стоимостью эксплуатации, а также относительно низким КПД CO₂-лазеров высокой мощности.

В настоящее время мы наблюдаем быстрый прогресс технологии твердотельных лазеров ближнего ИК-диапазона. Сочетание характеристик современных серийных мощных твердотельных лазеров [6] превосходит лучшие образцы газовых лазеров, в течение многих лет широко и успешно применявшихся в промышленности и научных исследованиях. Сейчас доступны непрерывные лазеры с выходной мощностью свыше 10 кВт, в том числе одномодовые лазеры большой яркости. Полный КПД таких лазеров, наиболее эффективно излучающих в диапазоне длин волн около 1 мкм, может достигать 20% или даже 30%, а полупроводниковых лазерных модулей – до 50%. В связи с этим интересна возможность поддержания НОР в диапазоне длин волн 1 мкм.

На данный момент известны патенты, использующие возможность поддержания НОР на длине волны около 1 мкм для создания источников излучения [5, 16]. Научные публикации по физике НОР в данном диапазоне длин волн поддерживающего излучения пока ограничиваются несколькими публикациями авторов данной статьи [22, 23]. Тем не менее, эти новые возможности реализации НОР очень интересны как с научной точки зрения, так и с точки зрения расширения области реального технического применения НОР для решения научных и технических задач.

В статье приводятся оригинальные результаты, полученные авторами в экспериментах по поддержанию НОР лазерным излучением в диапазоне 1 мкм в инертных газах при давлении от 3 до 25 бар.

1 Поддержание НОР в ксеноне с помощью волоконного Yb-лазера

Предварительные оценки мощности лазера, необходимой для поддержания НОР, были сделаны для ксенона при высоком давлении. Ксенон благодаря своей низкой теплопроводности и низкому потенциалу ионизации является оптимальным газом для поддержания НОР. Оценку минимальной мощности поддержания НОР можно дать, основываясь на упрощенном рассмотрении баланса энергии плазмы при лазерном нагреве [7]. Сфокусированный лазерный луч при $\lambda = 1,07$ мкм имеет диаметр от нескольких до нескольких десятков микрон в зависимости от параметров фокусирующей линзы и характеристик луча [6]. При мощности, близкой к пороговой, плазма локализуется в области фокуса, где ее размеры малы, и лучистые потери, пропорциональные ее объему, также невелики. Поглощение лазерного излучения тоже мало, поскольку малы размеры

плазмы, так что выполняется приближение малого поглощения. Поэтому формула для пороговой мощности НОР может быть записана в теплопроводностном виде

$$P_t = \frac{2\pi \times \Theta(T)}{\mu_\lambda(T)} \quad (1)$$

где $\Theta(T)$ – потенциал потока тепла при некоторой характерной температуре плазмы T , определяемой условиями ионизации [7]. Величину $\Theta(T)$ можно найти, зная температурную зависимость коэффициента теплопроводности для равновесной ксеноновой плазмы, когда главную роль играет электронная составляющая теплопроводности [8]. Зависимость $\mu_\lambda(T)$ можно оценить по формуле Унзольда-Крамерса [9], описывающей процессы поглощения в свободно-свободных и связанно-свободных электронных переходах и не принимающей во внимание поглощения за счет связанно-связанных переходов.

Таким образом, можно найти, что в ксеноне на длине волны около 1 мкм в диапазоне давлений 10-20 бар оценка для пороговой мощности поддержания НОР находится в пределах от 300 до 500 Вт, и уменьшается с ростом давления. Если обратиться к более подробным вычислениям μ_λ для непрерывного спектра [10-12], при давлении $p = 15$ бар и длине волны 1,07 мкм получится $\mu_\lambda \approx 0,5 \text{ см}^{-1}$, что также дает $P_t \approx 500$ Вт.

В первом эксперименте использовался волоконный иттербиевый лазер ЛС-1 [6], предоставленный НТО «ИРЭ-Полюс». Схема эксперимента показана на рис. 1. Максимальная непрерывная мощность лазера 1 кВт в смешанной моде третьего порядка, центр полосы излучения $\lambda = 1,07$ мкм, ширина от 2 до 5 нм в зависимости от мощности. Параметр фокусировки луча $F = 7$.

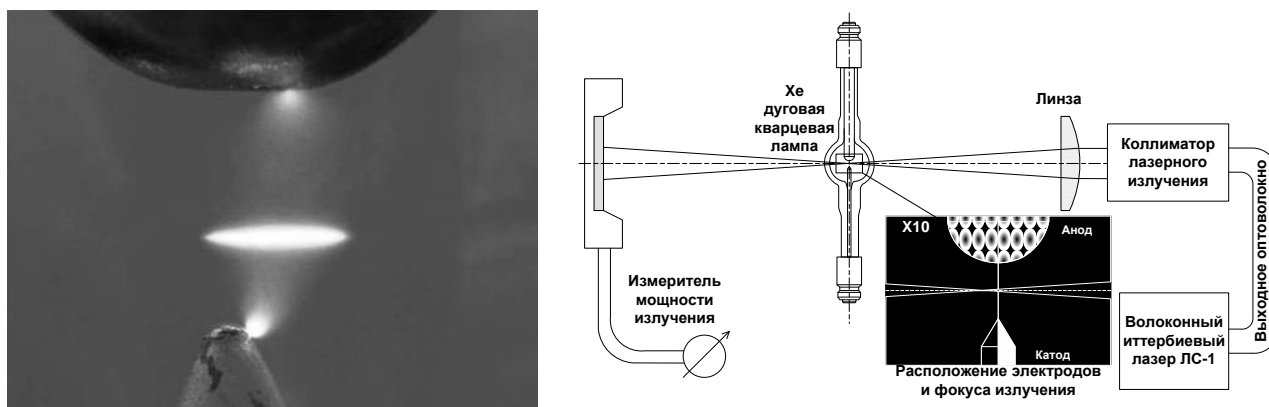


Рис. 1. Экспериментальная схема для поддержания НОР и измерения его характеристик. Слева – НОР поддерживается одновременно с дуговым разрядом в ксеноне ($p = 11$ бар). При съемке свечение плазмы ослаблено в 10^5 раз. Электроды дугового разряда сфотографированы без ослабления.

Стабильная плазма НОР зажигалась в луче лазера достаточной мощности от плазмы дугового разряда и существовала неограниченное время после выключения дугового разряда за счет поглощения части проходящего через плазму лазерного излучения. Минимальная (пороговая) мощность лазерного излучения, необходимая для поддержания НОР, составила около 40 Вт, что примерно на порядок меньше значения, вычисленного по формуле (1). В ходе эксперимента давление в лампе за счет ее нагрева могло меняться в диапазоне 16-20 бар. Плазма находилась в сходящейся части сфокусированного лазерного луча, ее задняя граница была расположена ближе к точке фокуса.

Форма плазмы приблизительно соответствовала форме поверхности равной интенсивности поддерживающего ее луча (см. рис. 2). Размеры плазмы измерялись по распределению яркости ее изображения, полученного в узкой спектральной области, не содержащей сильных линий. Доля мощности лазерного излучения, поглощенного плазмой, возрастала с увеличением мощности. Коэффициент поглощения, определяемый по закону Ламберта-Бэра, составлял в среднем около 5 см^{-1} и был на порядок выше вычисленного по формуле Унзольда-Крамерса.

Плотность рассеиваемой в плазме мощности лазерного излучения достигала 3 МВт/см^3 . Доля излучаемой плазмой мощности составляла 50-60% от поглощенной мощности лазера. Оставшаяся мощность выводилась из объема плазмы за счет теплопроводности и конвекции.

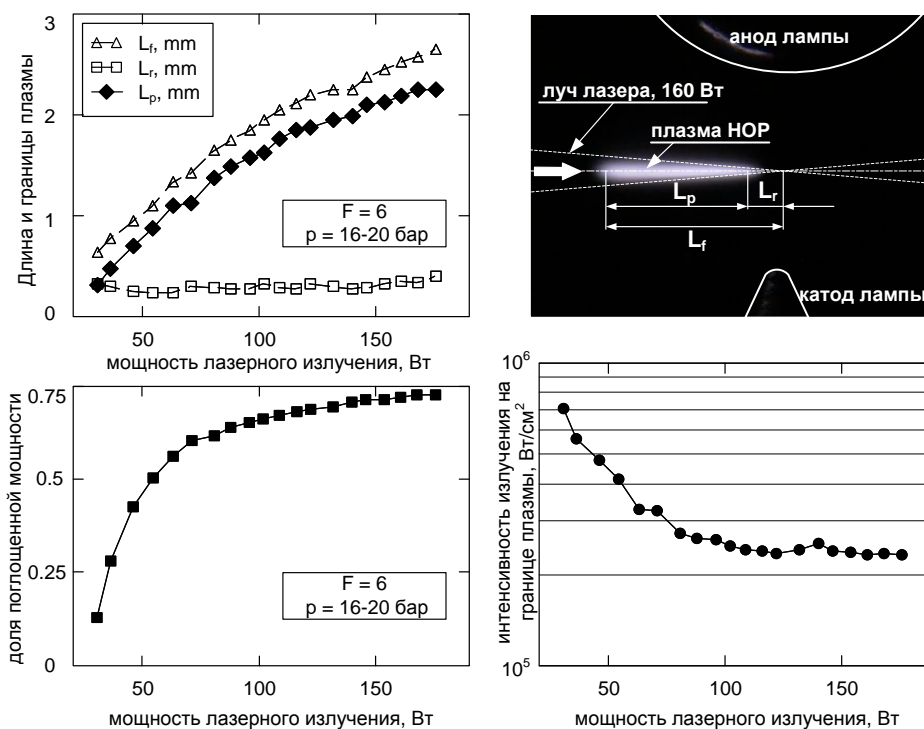


Рис. 2. Положение, размеры и другие характеристики НОР в Хе ($p = 18 \pm 2$ бар) в зависимости от мощности поддерживающего его излучения волоконного иттербиевого лазера. Линиями обозначены границы электродов лампы и лазерного луча. Параметр фокусировки $f/d = F = 6$.

2 О механизмах высокого поглощения лазерного излучения в плазме

Долгое время – с тех пор, как НОР был впервые получен с CO_2 -лазером ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$) – считалось, что лазеры ближнего инфракрасного диапазона ($\lambda \approx 1 \text{ мкм}$) нецелесообразно использовать для эффективного поддержания НОР из-за низких коэффициентов поглощения лазерного излучения, а значит – высоких пороговых мощностей и низкой доли поглощаемой в плазме мощности [7, 9]. Этот тезис подтверждался экспериментальными данными, полученными для так называемых волн лазерного (или светового) горения, поддерживаемых излучением мощных неодимовых импульсных лазеров в воздухе при атмосферном давлении [15]. В этом случае связанно-связанные переходы не вносили вклада в поглощение лазерного излучения, и коэффициент

поглощения на длине волны 1,06 мкм оказался в 200 раз меньше, чем на 10,6 мкм, что подтверждает прогноз, сделанный по формуле Унзольда-Крамерса [9].

В случае ксенона при высоком давлении высокие коэффициенты поглощения невозможно объяснить только свободно-свободными и связанно-свободными переходами. Как видно из сравнения оценок пороговой мощности в предыдущем параграфе с экспериментальными данными, поглощение определяется главным образом внутриатомными связанно-связанными переходами между энергетическими уровнями верхних возбужденных состояний ксенона, вплоть до переходов между уровнями 6s-6p. Спектральный диапазон лазера близок к спектральным линиям ксенона 1,053, 1,071, 1,076, 1,084 и 1,09 мкм. Единственная из этих линий, попадающая в диапазон лазера ($\lambda=1,071$ мкм), является одновременно и самой слабой. Сильные линии вблизи диапазона лазера ($\lambda=1,053$ мкм и $\lambda=1,09$ мкм) могут участвовать в поглощении за счет своих крыльев [13]. Последнее предположение подтверждают наши наблюдения: спектр излучения лазера не изменяется после прохождения через поглощающую плазму. По мере увеличения давления и температуры линии испускания и поглощения уширяются из-за столкновений и эффекта Штарка, так что с ростом давления и степени ионизации участие линий в поглощении становится все более заметным.

3 Пороговая мощность поддержания НОР

Более детальные исследования поддержания НОР при длине волны 1,07 мкм проводились с одномодовыми непрерывными волоконными иттербиевыми лазерами YLS-200-SM и YLR-150-1500-QCW, также предоставленными НТО «ИРЭ-Полюс», с выходным лучом, близким к Гауссову пучку, или к смешанной моде низкого порядка ($M^2 = 1,1 - 5$). Выходная мощность этих лазеров могла меняться от 0 до 250 Вт в непрерывном режиме и до 1500 Вт в режиме миллисекундных импульсов, что с точки зрения установления теплового баланса плазмы НОР практически соответствует непрерывному режиму.

НОР исследовался либо внутри герметичного кварцевого корпуса стандартных дуговых ксеноновых ламп при давлениях от 10 до 24 бар, либо в колбе перезаряжаемой дуговой лампы, заполнявшейся ксеноном или аргоном до определенного давления. Лазерное излучение фокусировалось внутри колбы при помощи оптических систем с различным параметром $F=f/d$, где f – эквивалентное фокусное расстояние, а d – эквивалентный диаметр луча. Значение F определяет угол раствора конуса, в котором находится 86% мощности сходящегося луча, $\alpha = 2 \cdot \arctg(1/(2F))$, и является важной характеристикой, оказывающей сильное влияние на свойства НОР. В опытах использовался диапазон значений $F = 3 - 15$, так что можно считать, что $\alpha \approx 1/F$ с точностью не хуже 3%.

В первую очередь в экспериментах определялась зависимость пороговой мощности от давления газа p . В ходе отдельного эксперимента кварцевая колба нагревалась дуговым разрядом. Затем, после зажигания НОР, дуга выключалась, и пороговая мощность поддержания НОР достигалась либо уменьшением мощности лазера при почти постоянном давлении, либо постепенным уменьшением давления при постоянной мощности, например, за счет охлаждения лампы. После погасания НОР определялись мощность лазерного излучения и давление газа, при которых это произошло.

Результаты измерений пороговых значений мощности излучения для поддержания НОР в ксеноне, определенные в диапазоне давлений от 3 до 24 бар, аппроксимировались функцией (рис. 3, б):

$$P_t^{Xe}(p) = \frac{7700}{p^2} + 7 \text{ (Вт)} \quad (2)$$

Аналогично для аргона в диапазоне $p = 5-16$ бар получено (рис. 3, а):

$$P_t^{Ar}(p) = \frac{26000}{p^2} + 240(\text{Вт}) \quad (3)$$

В эксперименте с ксеноном стабильный НОР не существовал для $F=15$ и $p>16$ бар при горизонтальном положении оптической оси. При этом можно было наблюдать движение плазмы вдоль луча, периодически начинавшееся от инициировавшего ее дугового разряда. В последнем случае при выключении дугового разряда плазма гасла.

Видно, что реальная пороговая мощность в ксеноне при $\lambda = 1,07$ мкм оказалась более чем на порядок меньше приведенных выше теоретических оценок. Также при $p>16$ бар пороговая мощность поддержания НОР излучением $\lambda = 1,07$ мкм оказалась меньше 37 Вт, т.е. меньше соответствующих значений для CO_2 -лазеров $\lambda = 10,6$ мкм [14]. Для НОР в аргоне пороговая мощность оказалась в 4-5 раз ниже теоретических оценок по формуле Унзольда-Крамерса (а коэффициент поглощения лазерного излучения примерно во столько же раз выше), а в изученном диапазоне давлений в 5-10 раз выше соответствующих значений для поддержания НОР излучением CO_2 -лазера [14].

Можно показать, что наблюдаемая разница теоретических и экспериментальных значений пороговой мощности и, соответственно, коэффициентов поглощения лазерного излучения устраняется при учете поглощения в спектральных линиях электронных переходов атомов. На рис. 3, а), б) приведены экспериментальные данные и оценки пороговой мощности НОР с учетом поглощения только в непрерывном спектре (пунктир), а также с учетом вклада сильно уширенных спектральных линий поглощения атомов, соответствующих переходам между уровнями ксенона $n = 6$ и выше и аргона $n = 4$ и выше, без учета (штриховая линия) и с учетом (сплошная линия) переходов между уровнями $4s-4p$ аргона и $6s-6p$ ксенона. Как видно из рис. 3, а), в случае аргона хорошее приближение получается без учета переходов $4s-4p$, поскольку энергии кванта $\lambda = 1,07$ мкм, очевидно, не хватает для поглощения в переходах $4s-4p$ даже при сильном уширении. В случае ксенона переходы $6s-6p$ лежат ближе к полосе лазерного излучения, и в результате роста уширения включается поглощение в линиях $6s-6p$, что ведет к дополнительному постепенному снижению пороговой мощности поддержания НОР в Хе при повышении p .

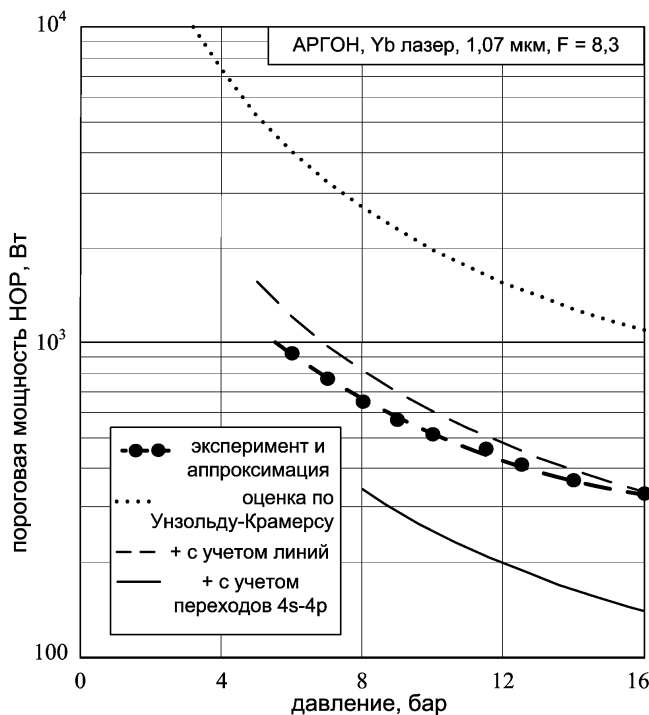


Рис. 3, а)

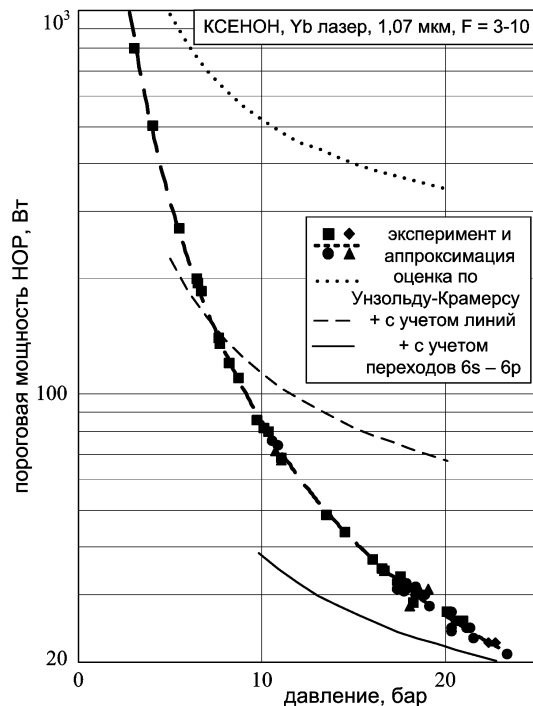


Рис. 3, б)

Рис. 3. Экспериментальные данные по зависимости пороговой мощности поддержания НОР в аргоне и ксеноне от давления газа p . Данные соответствуют формулам (2, 3). Также приведены теоретические кривые на основе оценки поглощения по формуле Унзольда-Крамерса (пунктир), а также с учетом вклада электронных уровней выше 12,8 эВ Ar и 9,4 эВ Xe (штриховая линия) и выше 11,6 эВ Ar и 8,3 эВ Xe (сплошная линия), причем суммирование по уровням заменялось интегрированием, как это делается при введении поправки Унзольда для учета фотоионизации [9].

4 Форма и бистабильность плазмы

Форма плазмы в диапазоне давлений $p = 15-20$ бар и параметре фокусировки $F < 7$ на длине волны $\lambda = 1,07$ мкм примерно соответствовала поверхности равной интенсивности в сфокусированном гауссовом пучке. Значение интенсивности лазерного излучения на условной поверхности границы НОР находилось в пределах 100-1000 кВт/см² и уменьшалось с ростом мощности лазера и размеров плазмы (Рис. 2.). При стабильных условиях размеры плазмы росли пропорционально мощности лазера, доля поглощаемой мощности лазерного излучения также монотонно возрастала, достигая значений 75-80%.

С увеличением давления или параметра фокусировки условия стабильности нарушаются. В экспериментах давление менялось из-за нагрева и охлаждения герметичного корпуса лампы. Нестабильное или бистабильное поведение плазмы наблюдалось при повышенном давлении, когда мощность излучения была достаточно велика или колба лампы была предварительно сильно нагрета дуговым разрядом.

Обычно наблюдались два характерных локально стабильных состояния плазмы – «длинная» плазма с высоким поглощением лазерного излучения, или «короткая» плазма с низким поглощением (рис. 4). На рис. 5 показаны обобщенные параметры плазмы НОР, зависящие от параметра фокусировки F . При $F < 6$ и $F > 10$ мы наблюдаем состояния только «длинной» или только «короткой» плазмы соответственно. В области бистабильности (заштрихована) плазма может существовать в одном из двух состояний,

переходя из одного в другое при изменении давления или температуры, или искусственно при небольшом, но резком изменении мощности лазера или перемещении точки фокуса.

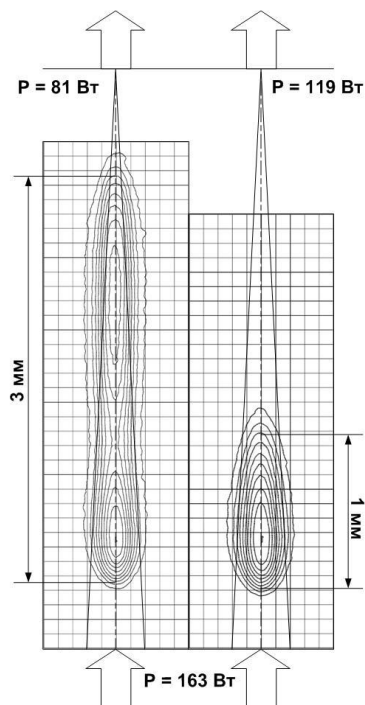


Рис. 4. «Длинная» и «короткая» плазма в ксеноне $p = 20$ бар, $F = 10$. Представлены линиями равной яркости изображения плазмы.

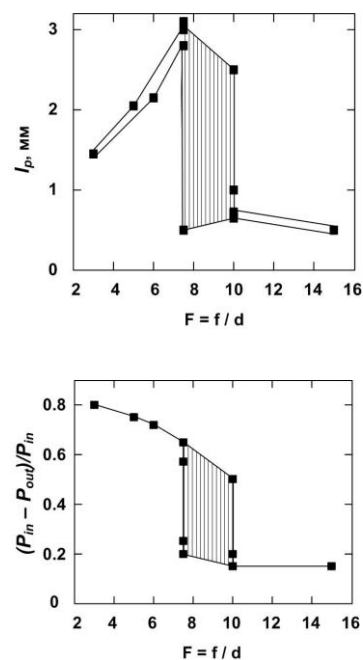


Рис. 5. Длина плазмы НОР l_p и доля поглощенной плазмой лазерной мощности в зависимости от $F = f/d$ в ксеноне $p = 19 \pm 1$ бар, $P_{in} = 150$ Вт.

Причиной бистабильности плазмы при определенных значениях параметра фокусировки может быть рефракция лазерного луча на градиентах коэффициента преломления, вызванных изменением плотности, как нейтрального газа, так и свободных электронов в плазме – эффект, подробно изученный для НОР, поддерживаемого излучением CO_2 -лазера с длиной волны 10,6 мкм [17-21].

Чтобы подтвердить вычисляемую теоретически [21, 22] зависимость величины рефракции лазерного луча в определенных условиях, мы сравнили вычисленные значения диаметров лазерного луча на различных расстояниях после «длинной» и «короткой» плазмы с их реальными значениями, измеренными экспериментально стандартным оборудованием для анализа пространственной структуры лазерного луча.

На рис. 6 показаны результаты таких вычислений для реальных случаев «длинной» и «короткой» плазмы, так что можно представить, как меняется радиус луча при распространении без плазмы (сплошная линия), с «короткой» плазмой (штрих-пунктир) и «длинной» плазмой (пунктир). Зоны, занятые плазмой, (затенены) определены для расчета как области с параболическим профилем электронной составляющей показателя преломления. Передняя и задняя границы раздела областей горячего и холодного газа (различающиеся коэффициентом преломления) рассматривались как сферические поверхности, определяемые условиями баланса теплопроводности и конвекции, а их действие рассматривалось как действие сферической поверхности линзы.

На рис. 7 сравниваются вычисленные и измеренные значения радиусов лазерного луча, определенные по уровню $1/e^2$ от максимальной интенсивности, на различном расстоянии от фокусирующей линзы после прохождения плазмы. Измеренные профили луча за плазмой являются усредненными, однако можно видеть соответствие между ними

и вычисленными значениями радиуса гауссова пучка, прошедшего через среду, моделирующую плазму.

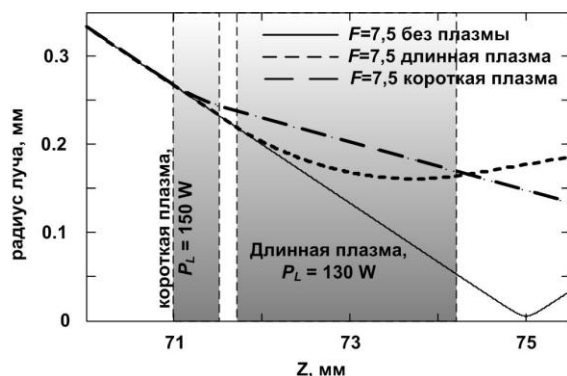


Рис. 6. Теоретическая модель рефракции лазерного луча в «длинной» и «короткой» плазме. Плазма моделируется средой с квадратичным профилем коэффициента преломления. Показано изменение радиуса луча с расстоянием от линзы Z .

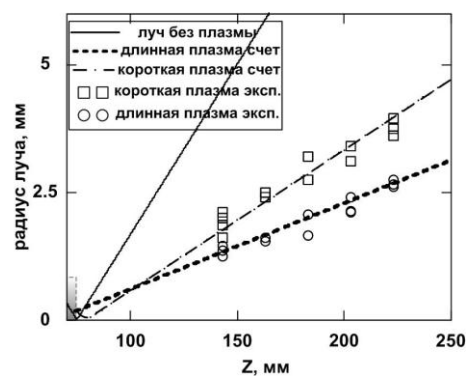


Рис. 7. То же, что и на рис. 5, в сравнении с данными измерений диаметра прошедшего через плазму лазерного луча на различных расстояниях от линзы после «длинной» и «короткой» плазмы.

В ходе экспериментов обнаружилось, что бистабильное поведение плазмы НОР проявляется при $F > 7$. Основываясь на расчетной модели, можно показать, что при $F > 7$ появляется локальный минимум диаметра луча – либо внутри плазмы, либо близко к ее задней границе. Это может привести к нестабильности заднего фронта «длинной» плазмы с последующим переходом в «короткое» состояние.

Почему после этого перехода «короткая» плазма может стабилизироваться и не переходить обратно в «длинное» состояние? На наш взгляд, причина может быть в рефракции на границе между холодным газом и горячим, окружающим ионизованную область разряда. Преломление на границе области горячего газа является доминирующим эффектом в случае «короткой» плазмы, как видно на рис. 6. Радиус сферической области горячего газа в случае «короткой» плазмы мал, так что преломление максимально. В то же время рефракция на свободных электронах в короткой плазме мала.

В случае «длинной» плазмы преломление на границе холодного и горячего газа незначительно по сравнению с рефракцией на плазме: радиус границы горячего газа у «длинной» плазмы пропорционально больше, чем у «короткой». Эта причина представляется достаточной для того, чтобы состояние «короткой» плазмы было локально устойчивым.

В недавних экспериментах по поддержанию НОР излучением диодных лазерных модулей мощностью до 60 Вт в диапазоне длин волн 965-980 нм авторам статьи также удалось наблюдать бистабильное поведение НОР при $F = 3 - 4$. Следует подчеркнуть, что используемые диодные лазеры производства НТО «ИРЭ-Полус» отличаются от иттербиевых волоконных лазеров следующими основными характеристиками: 1) полоса генерации лазера в диапазоне длин волн 965-980 нм находится близко к сильной спектральной линии поглощения атома ксенона, что создает особые условия для поглощения и рефракции лазерного излучения в плазме НОР; 2) пространственные характеристики луча диодного лазера (угловая расходимость излучения, минимальный радиус кружка фокусировки) практически в 20-30 раз хуже, чем у волоконных лазеров той же мощности. Кроме того, при настройке на спектральную линию поглощения ксенона излучение подвергается сильной рефракции. Но, несмотря на это, основные особенности поддержания НОР, в том числе и описанный выше эффект бистабильности, наблюдаются

и остаются аналогичными, что лишний раз указывает на фундаментальный характер обнаруженных новых свойств НОР и связанных с ними эффектов.

5 Спектральная яркость плазмы НОР

Благодаря высокой температуре при высоком давлении, плазма НОР представляет собой компактный и яркий источник света в широком спектральном диапазоне, что важно для многих применений. Кроме того, доступность волоконных и диодных лазеров необходимой мощности при постоянном улучшении их характеристик и снижении стоимости ведет к тому, что источники излучения на основе НОР постепенно становятся обычным инструментом исследований и высокотехнологичных производств.

На рис. 8 приведены экспериментальные данные по спектральной яркости НОР, полученные с лазером $\lambda = 1,07$ мкм в Хе $p \approx 22$ бар, и проведено сравнение НОР с наиболее яркой областью плазмы дугового разряда ксеноновой лампы высокого давления. Данные для НОР и плазмы дуги получены путем сравнения непосредственно измеренной яркости с яркостью эталонного источника, одними и теми же приборами и в одинаковых условиях. Видно, что при увеличении мощности лазера яркость НОР увеличивается и в несколько раз превосходит яркость дугового разряда, особенно в ультрафиолетовом диапазоне, что говорит о высокой температуре плазмы НОР. На высокую температуру плазмы НОР указывают также линии ионов ксенона, не проявляющиеся в спектре дугового разряда.

Представление о величине температуры плазмы НОР можно получить из сравнения измеренной спектральной яркости НОР при разных мощностях лазерного излучения и рассчитанной по формуле для спектральной яркости слоя однородной плазмы с определенной температурой, находящейся в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР) [9]. Поскольку увеличение спектральной яркости НОР с мощностью лазерного излучения сопровождается увеличением его оптической толщины в направлении наблюдения, считаем, что температура плазмы не меняется, а меняется ее оптическая толщина. В ходе расчетов оказалось, что если принять температуру ЛТР плазмы 15 кК и оптическую толщину в диапазоне 0,24-0,48 мм, получается хорошее согласие наблюдаемой и расчетной спектральной яркости в довольно широком спектральном диапазоне (рис. 8). Этот расчет носит оценочный характер, поскольку в нем не учитывается изменение температуры и яркости плазмы НОР вдоль линии наблюдения. Само по себе приближение ЛТР справедливо для плазмы НОР, и найденную расчетную температуру плазмы можно рассматривать как среднюю температуру плазмы НОР, с учетом сильной зависимости яркости плазмы от давления и температуры.

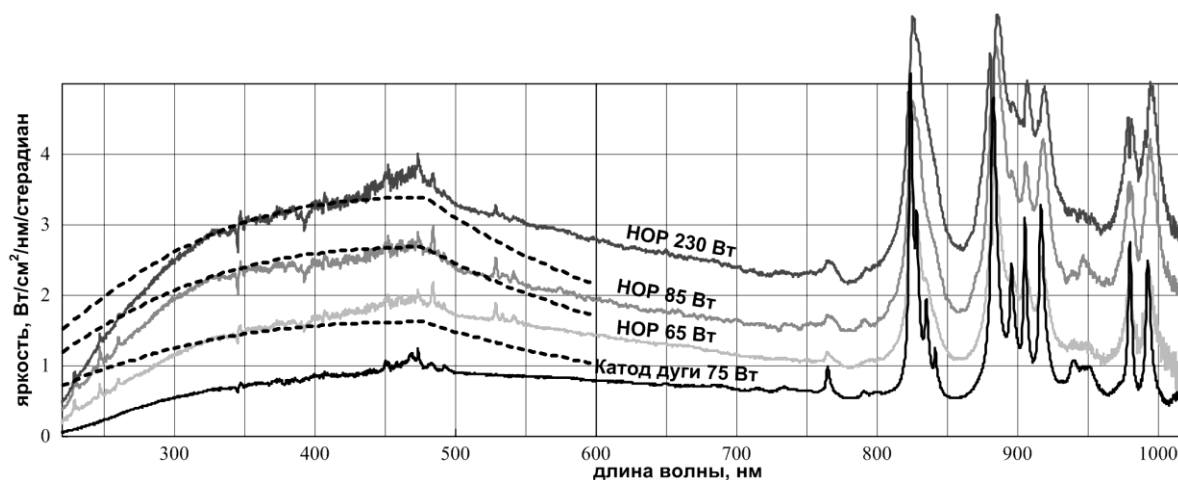


Рис. 8. Спектральная яркость плазмы НОР в сравнении со спектральной яркостью катодного пятна

дугового разряда. Ксенон, $p = 22 \pm 2$ бар, $F = 3,3$, Уб-лазер 1,07 мкм, мощность излучения, соответственно (сверху вниз) $P = 230$ Вт, 85 Вт, 65 Вт. Пунктирные линии – расчет спектральной яркости в непрерывном спектре однородной локально равновесной плазмы ксенона с температурой 15 кК в виде плоского слоя толщиной, соответственно (сверху вниз) $\tau = 0,48$, $\tau = 0,38$, $\tau = 0,24$ мм, что примерно соответствует оптической толщине НОР в рассматриваемых условиях. Расчет произведен по формуле из [9].

В области длин волн короче 250 нм излучение плазмы сильно ослабляется и даже обрезается материалом стенок ксеноновой дуговой лампы высокого давления, в которой зажигался разряд. Для более полной реализации всех преимуществ высокотемпературных оптических разрядов в качестве источника излучения, колбу газовой кюветы следует делать из специального кварца, который может быть прозрачен до 180 нм, или сапфира, прозрачного до 170 нм.

Важным моментом при использовании НОР в качестве источника излучения высокой яркости является учет влияния рефракции лазерного луча на свойства плазмы. Эффекты рефракции в тех условиях, когда рефракция существенна, приводят, в частности, к снижению яркости плазмы с увеличением мощности. Поэтому для того, чтобы яркость плазмы росла с мощностью, нужно компенсировать рефракцию, например, путем более острой фокусировки лазерного луча. Фокусировка должна быть тем сильнее, чем выше давление и вообще коэффициент поглощения лазерного излучения в плазме. С ростом коэффициента поглощения, как правило, растет и рефракция. Существуют и другие методы компенсации вредного действия рефракции, например, управление плазмой посредством коаксиального потока газа [21]. По понятным причинам последний метод трудно реализовать в замкнутой колбе, за исключением естественной конвекции при подаче излучения к плазме вертикально, снизу вверх. Методы контроля рефракции дают возможность дальнейшего увеличения спектральной яркости плазмы.

Таким образом, спектральная яркость НОР может превышать максимальную спектральную яркость дугового разряда почти на порядок, что делает НОР одним из самых ярких лабораторных источников широкополосного излучения.

Заключение

Появление в последние годы твердотельных лазеров ближнего нового поколения и реализация с их помощью НОР имеет большое значение для дальнейших исследований и применений разрядов этого типа. В данной работе экспериментально обнаружены и изучены явления, характерные для поддержания НОР на длине волны 0,96-1,1 мкм. Обнаружено, что пороговые мощности поддержания НОР излучением $\lambda = 1,07$ мкм в Хе и Аг при высоком давлении оказались сравнимыми с соответствующими величинами при $\lambda = 10,6$ мкм, что объясняется различием механизмов поглощения излучения ближнего и среднего ИК-диапазона в плазме. Другой важный результат – стабильность НОР в широком диапазоне параметра фокусировки лазерного луча – объясняется особенностями рефракции излучения $\lambda = 1$ мкм в плазме НОР, которые при определенных условиях приводят к эффекту бистабильности НОР, ранее не наблюдавшемуся.

Таким образом, при проектировании устройств с применением НОР необходимо учитывать взаимосвязанные факторы, от которых зависят параметры плазмы.

Во-первых, коэффициенты поглощения и рефракции лазерного излучения в плазме с характерной температурой ионизации плазмообразующего газа, зависят от давления газа и длины волны излучения. При высоком давлении эти коэффициенты растут не только за счет роста плотности частиц, но еще и по причине растущего уширения атомных линий поглощения, расположенных вблизи спектральной полосы генерации лазера. Поэтому, варьируя длину волны поддерживающего лазера, можно в значительных пределах изменять коэффициенты поглощения и рефракции лазерного излучения, выбирая оптимальные значения.

Во-вторых, важную роль играет параметр фокусировки $F = f/d$. При малых F фокусировка острая, НОР относительно короткий и яркий из-за расположения вблизи фокуса и большей оптической толщины в поперечном направлении. При этом относительное удлинение плазмы примерно пропорционально F . Однако, при превышении некоторого предела, зависящего также от давления газа и рефракции лазерного излучения данной длины волны на оптических неоднородностях в плазме, стабильное горение плазмы нарушается, и плазма либо удаляется от фокуса и переходит в режим с низким поглощением («короткая» плазма), либо проявляет бистабильность.

В-третьих, это характеристики лазера – мощность и качество излучения. Мощность лазера должна обеспечивать компенсацию потерь энергии плазмой на тепловое излучение, теплопроводность и конвекцию. Поэтому чем больше объем плазмы, тем больше должна быть мощность лазера для ее поддержания. Кроме того, одномодовый лазер, излучающий близкий к гауссову пучок с минимальной угловой расходимостью, больше подходит для поддержания плазмы с большим относительным удлинением, чем многомодовый.

На сегодняшний день в аргоне при давлении до 10 бар излучением иттербиевого лазера мощностью 1 кВт можно поддерживать плазму длиной до 15 мм при температуре выше 15 кК и плотности свободных электронов более 10^{18} см⁻³. При увеличении давления и плотности электронов коэффициент поглощения, а также рефракция будут расти, а длина плазмы соответственно уменьшаться.

В ксеноне большие коэффициенты поглощения плазмы приводят к меньшей ее длине (менее 4-5 мм), при этом плотность электронов достигает 4×10^{18} см⁻³, а необходимая для поддержания плазмы мощность лазера снижается до 20-30 Вт.

Плазма НОР является источником излучения с высокой и равномерной яркостью в спектральном диапазоне от 200 до 1000 нм и более в диапазоне от 1 до 10 Вт/см²/нм/стерадиан.

Благодарности

Авторы искренне признательны Ю. П. Райзеру за полезные обсуждения, а также благодарны НТО «ИРЭ-Полус» за предоставленные для проведения работ мощные волоконные иттербиевые лазеры.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (грант 13-08-00141).

Литература

1. Райзер Ю.П. О возможности создания светового плазмотрона и необходимой для этого мощности. // Письма в ЖЭТФ, 1970, Т. 11, В. 3, С. 195-199.
2. Генералов Н.А., Зимаков В.П., Козлов Г.И., Масюков В.А., Райзер Ю.П. Непрерывно горящий оптический разряд // Письма в ЖЭТФ, 1970, Т. 11, В. 9, С. 447-449.
3. Суржиков С.Т. Физическая механика газовых разрядов // МГТУ им. Баумана, Москва, 2006. 640 с.
4. Keefer D.R. Laser Sustained Plasmas. Chapter 4 // Laser-induced plasmas and applications, Radziemski, L.J., Cremers, D.A., Eds. Marcel Dekker, New York, 1989, P. 169-206.
5. Smith D.K. et al. Laser driven light source // US patent # 7,435,982, 2008, patent application US 2011/0181191 A1, 2011.
6. Промышленные волоконные иттербиевые лазеры НТО «ИРЭ-Полус». Технические характеристики // http://www.ntoire-polus.ru/products_powerful.html.
7. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов // М.:Наука, 1974. 308 с.
8. Flesch P. Light and light sources: High intensity discharge lamps / Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006. 344 p.
9. Райзер Ю.П. Физика газового разряда / Долгопрудный, МО, изд. Интеллект, 2009. 736 с.
10. Биберман Л.М., Норман Г.Э. Непрерывные спектры атомарных газов // УФН, 1967, Т. 91, В. 2, С. 193-246.
11. Янков В.В. О распределении энергии в непрерывном спектре поглощения ксенона // Оптика и спектроскопия, 1963, Т. 14, №1, С. 29-34.
12. Gidalevich E., Goldsmith S., Boxman R.L. Comparative characteristics of high-pressure arc radiation in argon, krypton and xenon atmospheres // Plasma Sources Sci. Technol., 2004, V. 13, P. 454-460.
13. Klein L. Measurements of spectral emission and absorption of a high pressure xenon arc in the stationary and the flashed modes // Applied Optics, 1968, V. 7, P. 677-685.
14. Генералов Н.А., Зимаков В.П., Козлов Г.И., Масюков В.А., Райзер Ю.П. Экспериментальное исследование непрерывно горящего оптического разряда // ЖЭТФ, 1971, Т. 61, В. 1, С. 1434-1446.
15. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. Медленное горение лазерной плазмы и оптические разряды // Труды ИОФАН. Т. 10. М.: Наука, 1988. С. 3-74.
16. Анциферов П.С., Кошелев К.Н., Кривцун В.М., Лаш А.А. Источник света с лазерной накачкой и способ генерации излучения // Изобретение, заявка RU 2013116408, 11.04.2013.
17. Глова А.Ф., Лебедев Ф.В., Ярцев В.П. О рефракции лазерного излучения на плазме оптического разряда // Квантовая электроника, 1985, Т. 12, С. 2471-2473.
18. Козлов Г.И., Кузнецов В.А. Влияние на режим горения оптического разряда рефракции лазерного излучения на плазме разряда // Письма ЖТФ, 1994, Т. 20, С. 197-198.
19. Райзер Ю.П., Силантьев А.Ю., Суржиков С.Т. Двумерные вычисления для непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха // ТВТ, 1987, Т. 25, №3, С. 454-461.
20. Будник А.П., Вакуловский А.С., Попов А.Г., Суржиков С. Т. Математическое моделирование дозвукового распространения оптического разряда в луче CO₂-лазера с преломлением лазерного луча // Математическое моделирование, 1996, Т. 8, С. 3-25.
21. Zimakov V.P., Kedrov A.Yu., Kuznetsov V.A., Shemyakin A.N., Solov'yov N.G., Yakimov M.Yu. Laser sustained plasma ball lensing effect controlled by means of coaxial gas flow // Proc. SPIE 7913-05-01-10, 2011.

22. Zimakov V.P., Kuznetsov V.A., Shemyakin A.N., Solov'yov N.G., Shilov A.O., Yakimov M.Yu. Bistable behavior of a continuous optical discharge as a laser beam propagation effect // Proc. SPIE 8600-02-01-12, 2013.
23. Зимаков В.П., Кузнецов В.А., Кедров А.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю. Непрерывная генерация лазерной плазмы для применения в научных исследованиях, измерениях и технологии // Материалы XI Международной конференции «Забабахинские научные чтения. 16-20 апреля 2012». (Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2012), 14 стр. <http://www.vniitf.ru/images/zst/2012/s3/3-17.pdf>

Статья поступила в Редакцию 19 ноября 2014 г.