

# Spatial and Temporal Instabilities of Optical Discharges

V.P. Zimakov, S.Yu. Lavrentyev, N.G. Solovyov,  
A.N. Shemyakin, M.Yu. Yakimov

*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences,  
Moscow, 119526, Russia*  
yakimov@lantanlaser.ru

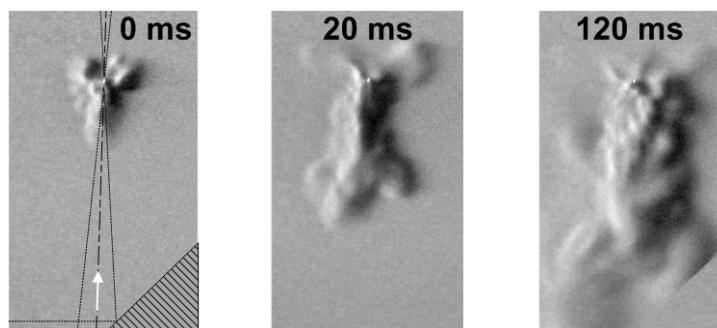
## Abstract

By now technologies, employing optical discharges find ever expanding applications in metering and diagnostic equipment in science, engineering and medicine. Based on the original experimental results authors look into some manifestations of spatial and temporal instabilities of the continuous and periodic pulse optical discharges (COD, POD). Set of the phenomena considered makes a great impact on a performance of laser produced plasmas essential for many applications, such as high brightness broadband light sources, for instance.

Performance instability of continuous optical discharges followed by laser beam refraction on the refraction index gradients exhibit themselves first in spatial inhomogeneity of plasma thermal radiation luminosity and the other parameters related. Spatial inhomogeneity is accompanied by temporal instability of the plasma. The paper reports criteria for the appearance of instabilities related to the refraction followed by the limitations on supporting of elongated plasma. One of the main reasons of temporal instabilities of COD is thermal gravity convection. Instability of a heated gas zone surrounding optical discharge is followed by regular self-sustained oscillations leading in turn to pulsing of brightness and position of radiated plasma. Simple physical model proposed gives estimations correspondent to the observed pulse frequency dependence on gas pressure.

In the case of periodic pulse optical discharges forced convection may be put forward as one of the main discharge instability reasons. Pulse optical discharge induces convective flows due to asymmetrical gas expanding following gasdynamical effect of the energy release zone shape determined by laser beam focusing system configuration.

Key words: laser plasma, COD, POD, laser beam refraction, thermal gravity convection, induced convection, self-sustained oscillations.



Schlieren photos of the development of convective stream induced by periodic pulse optical discharge flowing contra-directionally to the laser beam. Laser pulses: 450 fs, 100  $\mu\text{J}/\text{pulse}$ , repetition rate 10 kHz. Frame size 10 $\times$ 17 mm<sup>2</sup>. Beam axis and bounds are shown with lines, direction – with arrow. White dot near the focus is discharge zone. Time marks are counting since the first frame, up to 20 ms since the pulse start. Focusing off-axis parabolic mirror edge could be seen in right bottom corner.

УДК 533.915.082.5; 537.521.7(04); 533.6.072

# Пространственная и временная неустойчивость оптических разрядов

**В.П. Зимаков, С.Ю. Лаврентьев, Н.Г. Соловьев, А.Н. Шемякин,  
М.Ю. Якимов**

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,  
Россия, Москва, 119526, пр-т Вернадского, д.101, корп.1  
yakimov@lantanlaser.ru*

## Аннотация

К настоящему времени технологии оптических разрядов находят все более широкое применение в контрольно-измерительной и диагностической аппаратуре для науки, техники и медицины. В данной работе на основе экспериментальных результатов, полученных авторами, обсуждаются различные проявления пространственной и временной неустойчивости непрерывных и импульсно-периодических оптических разрядов (НОР, ИПОР). Рассматриваемый круг явлений оказывает влияние на характеристики плазмы оптических разрядов, важные для применений, таких например, как широкополосные источники излучения высокой яркости.

Неустойчивость характеристик непрерывного оптического разряда, возникающая вследствие рефракции лазерного излучения на градиентах коэффициента преломления, проявляется в виде пространственной неоднородности плазмы и связанной с ней временной неустойчивостью. В работе даны критерии появления неустойчивостей, связанных с рефракцией, и вытекающие из них ограничения на получение плазмы большой относительной длины.

Одной из главных причин временной неустойчивости НОР является тепловая гравитационная конвекция. Неустойчивость конвекции в области нагретого газа вокруг НОР приводит к регулярным автоколебаниям, проявляющимся в пульсации яркости и положения центра излучающей плазмы. В рамках простой физической модели получается оценка, отвечающая наблюдаемой зависимости частоты пульсаций от давления.

В случае импульсно-периодических оптических разрядов главным фактором, определяющим неустойчивость плазмы, может выступать вынужденная конвекция, возникающая по причине асимметричного расширения газа вследствие газодинамических эффектов в области энерговыделения, форма которой определяется характеристиками фокусирующей системы.

Ключевые слова: лазерная плазма, НОР, ИПОР, рефракция лазерного излучения, термогравитационная конвекция, вынужденная конвекция, автоколебания.

## 1. Введение

Оптические разряды как способ генерации и поддержания непрерывной (НОР) или импульсно-периодической (ИПОР) плазмы с высокой плотностью диссипации энергии все шире применяются для решения различных научно-технических задач [1–6, 14, 22].

К наиболее важным преимуществам оптических разрядов следует отнести высокую повторяемость и стабильность характеристик, возможность создания плазмы высокой плотности и малых размеров, возможность управления формой и размерами плазмы оптическими методами, и конечно реализацию всех названных преимуществ в небольших масштабах в

составе приборов в лабораторных условиях. Для создания и поддержания оптических разрядов могут использоваться непрерывные и импульсно-периодические лазеры с различной длиной волны в области среднего и ближнего инфракрасного диапазонов. Характеристики оптических разрядов, зависящие от параметров лазерного излучения, рода газа, его давления и температуры в силу прозрачности плазмы в некоторых спектральных диапазонах могут контролироваться спектральными оптическими датчиками.

Существуют условия поддержания оптических разрядов, важные для применений, в которых плазма проявляет нестабильность. Для некоторых применений, например, в качестве среды для лазерного ускорения электронов, требуется плотная плазма в виде цилиндра с большим удлинением. По причине рефракции лазерного излучения на градиентах плотности и коэффициента преломления в плазме возможности НОР существовать в виде удлиненного цилиндра ограничены, но могут быть расширены при оптимальном выборе длины волны лазерного излучения. При увеличении параметра фокусировки поддерживающего излучения плазма непрерывного оптического разряда начинает проявлять пространственную, а вслед за этим и временную нестабильность [4]. В разделе 2 данной работы на основе полученных экспериментальных результатов предложены критерии для оценки возможностей поддержания удлиненных оптических разрядов.

Уже в первых экспериментах по НОР были зарегистрированы автоколебания плазмы, связанные с термогравитационной конвекцией [7]. Неустойчивость конвективного потока наряду с пульсациями самого потока приводит к небольшим регулярным колебаниям яркости и положения плазмы, затрудняющей ее применение в качестве стабильного источника излучения большой яркости. Для борьбы с этим явлением приходится принимать специальные меры [5]. О природе этой неустойчивости в литературе нет единого мнения [8-12], что затрудняет выработку технических методов по ее преодолению. В разделе 3 данной работы на основе наблюдений предложена простая физическая модель, описывающая экспериментальную зависимость частоты пульсаций от давления.

Характерная для оптических разрядов высокая плотность диссипации энергии приводит к значительным газодинамическим возмущениям в плазмообразующем газе, влияющим на характеристики плазмы. В ИПОР, потенциально важных для приложений [6, 13, 14], повторяющиеся газодинамические возмущения могут приобретать кумулятивное действие, препятствующее нормальной работе устройств. Например, в работе [14], посвященной анализу применимости ИПОР, поддерживаемого фемтосекундными лазерными импульсами, наряду с исключительно высокой повторяемостью характеристик при низких частотах повторения импульсов отмечена нестабильность при частотах 1 кГц и выше. Как будет показано в разделе 4 данной работы, главной причиной нестабильности ИПОР этого типа при высоких частотах повторения является генерируемый импульсно-периодической плазмой квазистационарный поток газа. О такой возможности ранее сообщали авторы работы [18], использовавшие в экспериментах импульсно-периодический CO<sub>2</sub>-лазер с модуляцией добротности большой средней мощности. В данной работе впервые экспериментально установлена зависимость направления потоков, генерируемых ИПОР, от параметров фокусирующей системы, и определены условия, при которых генерируемый поток может нарушать стабильность разряда.

## **2. Пространственная неоднородность НОР, вызванная рефракцией**

Характеристики плазмы оптических разрядов при определенных условиях определяются не только поглощением лазерного излучения, но и его рефракцией на градиентах плотности нейтральных атомов и свободных электронов в плазме. Эффекты, связанные с рефракцией, могут снизить энергетику плазмы и ограничить область ее устойчивого существования в зависимости от сорта газа, давления, остроты фокусировки, наличия или отсутствия потока газа. Для компенсации рефракции необходимо усиливать фокусировку лазерного луча. Чем выше давление и, соответственно, поглощение и рефракция лазерного из-

лучения, тем меньше должен быть параметр фокусировки  $F = f/d$ , где  $f$  – фокусное расстояние объектива,  $d$  – диаметр лазерного луча на входе. При параметре  $F$  меньше некоторого критического значения геометрические размеры и положение плазмы примерно соответствуют поверхности равной интенсивности в лазерном луче, относительное удлинение которой пропорционально  $F$  и максимально для гауссовой моды лазерного излучения. Для поддержания плазмы с большим относительным удлинением требуется увеличивать  $F$ . При этом, начиная с некоторого предела, зависящего от относительного вклада рефракции лазерного излучения, плазма удлиняется и приобретает структуру с двумя или тремя максимумами температуры вдоль оси лазерного излучения [4].

На рис. 1 показана эволюция оптического разряда, поддерживаемого одномодовым непрерывным иттербиевым лазером в ксеноне при давлении  $p = 20$  бар при изменении параметра фокусировки  $F$ .

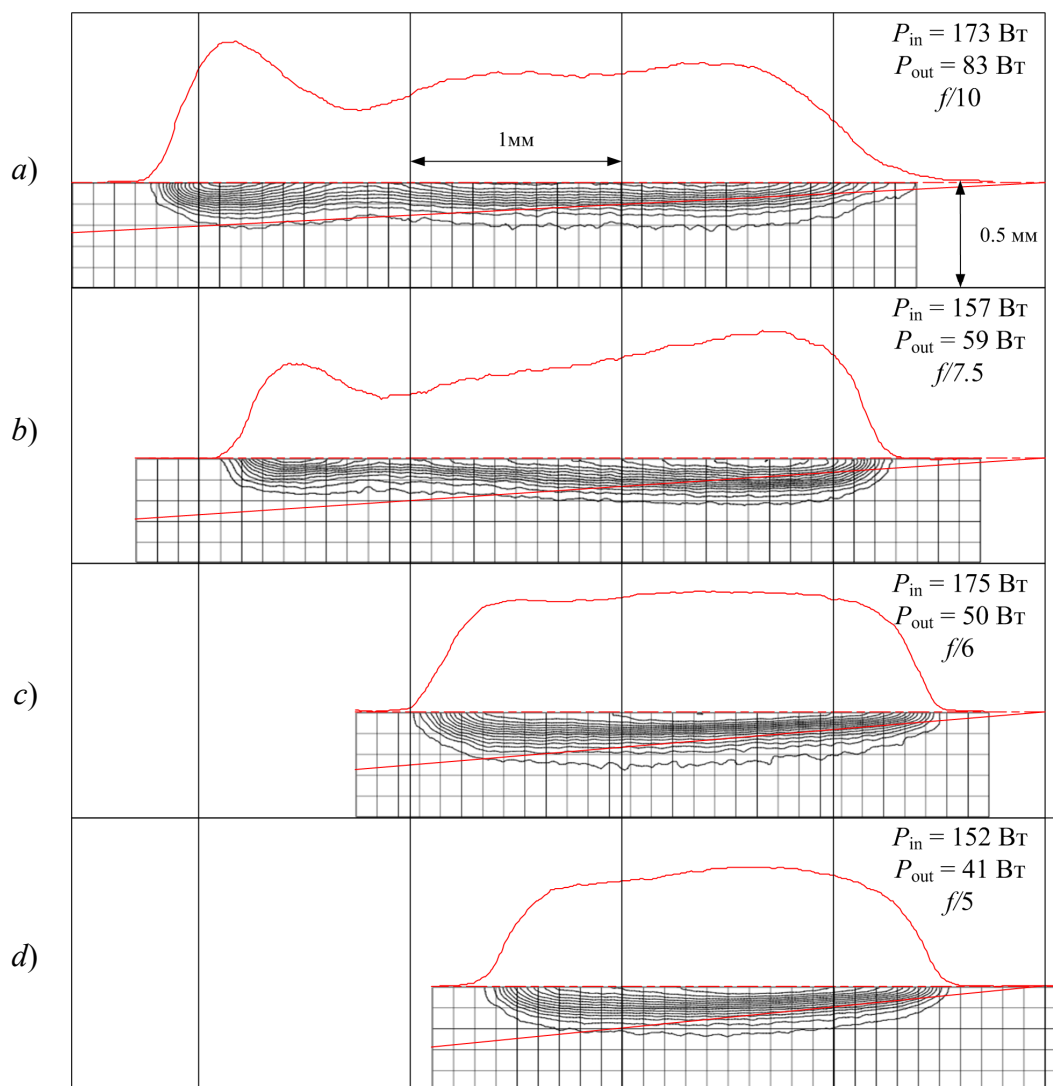


Рис. 1. Распределения яркости широкополосного излучения плазмы НОР, поддерживаемой излучением волоконного иттербиевого лазера  $\lambda = 1.07$   $\mu\text{m}$  в ксеноне при давлении  $p = 20$  бар, в зависимости от параметра фокусировки излучения. В верхней части каждого рисунка показано одномерное распределение яркости вдоль оси лазерного луча, в нижней линиями равной яркости – половина двумерного распределения яркости. Сплошной прямой показана граница луча в отсутствие плазмы. Изучение падает слева направо, точка фокуса расположена у правого края рисунков. Для каждого состояния указана мощность излучения на входе и выходе плазмы  $P_{\text{in}}$ ,  $P_{\text{out}}$ . Сетка на двумерных изображениях дана с шагом  $0.1 \times 0.1$   $\text{mm}^2$

Видно, что при достаточной мощности лазерного излучения относительное удлинение плазмы растет пропорционально  $F$  и при  $F > 6 \div 7$  однородное состояние плазмы нарушается. Пространственная неоднородность при  $F > 7$  выступает первым признаком также временной нестабильности. На рис. 2 показана эволюция плазмы НОР в луче с  $F = 7.5$  при увеличении мощности излучения и давления газа, нарастающего по мере роста диссипации мощности в разряде ( $P_{in} - P_{out}$ ) и температуры газа  $T$  в замкнутом объеме. Показано, как при увеличении мощности лазерного излучения  $P_{in}$  плазма с большим удлинением (рис. 2, *b*) может частично распаться и переходить в режим с малым удлинением и малым поглощением (рис. 2, *c*), либо проявляет бистабильность [4]. При больших  $F$  требуются дополнительные меры, чтобы сохранять состояние плазмы с большим удлинением. Например, состояние, показанное на рис. 1, *a*) устойчиво только в потоке тепловой гравитационной конвекции при подводе излучения к плазме снизу вверх.

Для оценки роли рефракции лазерного излучения рассмотрим физическую модель удлиненной плазмы в виде цилиндрической среды радиусом  $r$  с коэффициентом преломления, зависящим от радиуса, с минимальным значением  $n_1$  на оси (рис. 3, *a*), находящейся в однородной среде с коэффициентом преломления  $n_0$ .

Если считать это распределение параболическим, то распространение лазерного излучения в такой среде можно описать либо с помощью матричной оптики, как в [4], либо с помощью наиболее простой формы известного из квазиклассической оптики уравнения эйконала, используемой при элементарном анализе градиентных оптоволоконных световодов.

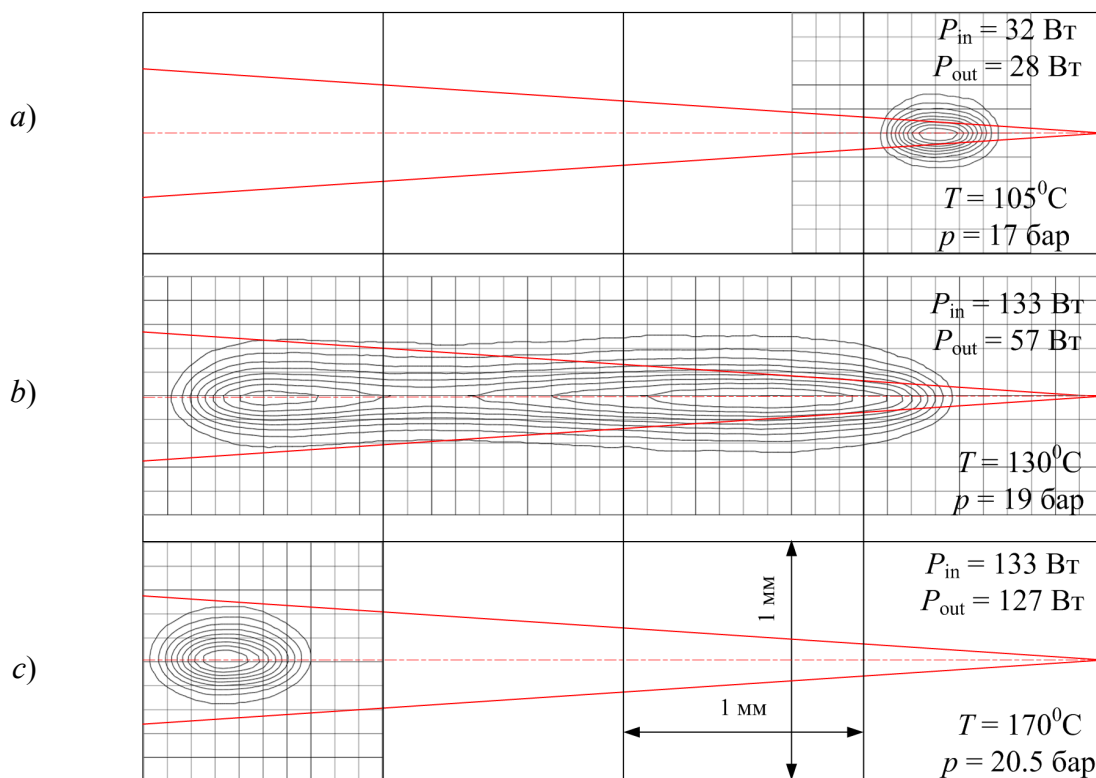


Рис. 2. Эволюция НОР в ксеноне  $p = 17 \div 20$  бар в луче волоконного иттербиевого лазера  $\lambda = 1.07$  мкм с параметром фокусировки  $f/7.5$ . Показаны двумерные распределения яркости плазмы в различных состояниях. Сплошными линиями показаны границы лазерного луча в отсутствие плазмы. Излучение падает слева направо, точка фокуса на правой границе изображения. а) НОР вблизи порога поддержания; б) длинная плазма с пространственной неустойчивостью, угол схождения лазерного луча критический в данных условиях; в) вид плазмы после погасания ее теневой по отношению к лучу части, потерявшей устойчивость при угле схождения луча меньше  $\alpha_c$  (рис. 3, а). Для каждого состояния указана мощность излучения на входе и выходе плазмы  $P_{in}$ ,  $P_{out}$ . Сетка на двумерных изображениях дана с шагом  $0.1 \times 0.1$  мм<sup>2</sup>

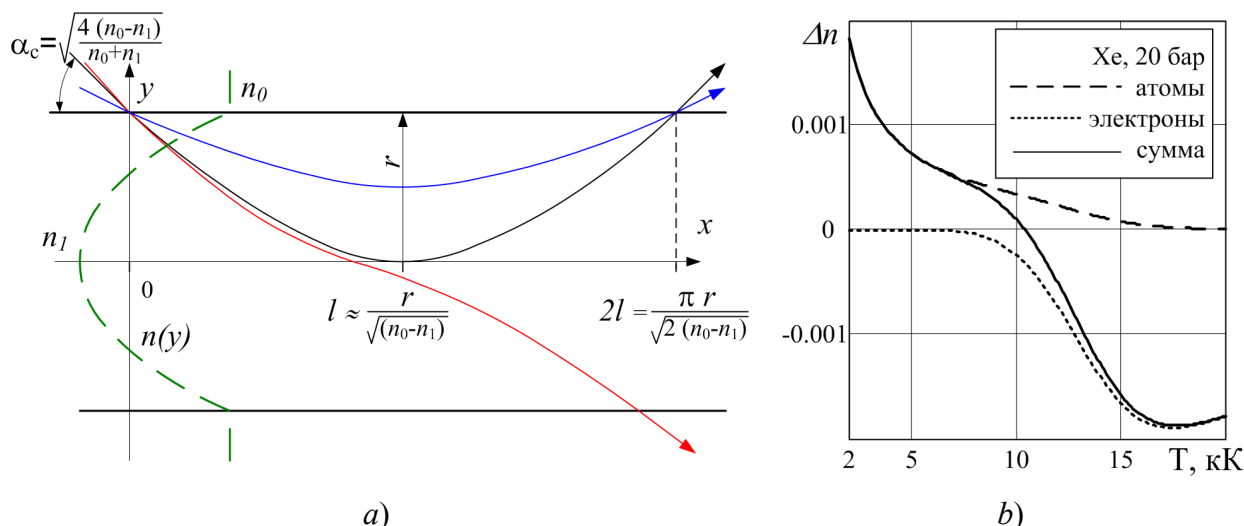


Рис. 3. Прохождение лучей через цилиндрическую среду с параболическим распределением показателя преломления. Характерная длина  $l$ , при прохождении которой все лучи, входящие в среду под углом меньше критического  $\alpha_c$ , становятся расходящимися, определяется формулой, где  $r$  – радиус среды,  $n_0$  – показатель преломления окружающего пространства.  $n_1$  – минимальный показатель преломления на оси среды. б) температурная зависимость показателя преломления Хе,  $p = 20$  бар,  $\lambda = 1.07$  мкм

Решения уравнения показывают, что для прохождения лучей, входящих в среду извне под углом  $\alpha$  к оси существует критический угол  $\alpha_c = \sqrt{\frac{4(n_0 - n_1)}{n_0 + n_1}}$  такой, что при  $\alpha > \alpha_c$  лучи проходят среду насквозь, как красный луч на рис. 3, а), а при  $\alpha < \alpha_c$  отражаются от среды, проходя расстояние  $2l = \frac{\pi r}{\sqrt{2(n_0 - n_1)}}$  независимо от угла  $\alpha$ , как луч, показанный на рис. 3, а) синим. Также ведет себя луч, входящий в среду под критическим углом  $\alpha_c$ , только его траектория в поворотной точке касается оси на расстоянии  $l$  от точки входа. Расстояние  $l \cong \frac{r}{\sqrt{(n_0 - n_1)}}$ , на котором при прохождении через среду пучок лучей с углом схождения  $\alpha < \alpha_c$  становится расходящимся, определяет ограничение, накладываемое рефракцией на максимальную величину удлинения плазмы. Следует отметить, что выражение для  $\alpha_c$  совпадает с формулой для угла полного внутреннего отражения на границе раздела однородных сред с показателями преломления соответственно  $n_0$  и  $n_1$ . Таким образом можно ожидать, что плазма становится нестабильной, когда достигаются условия, при которых лазерное излучение, входящее в плазму под углом, отражается от градиентов показателя преломления. Величина  $n_0 - n_1$  зависит от температуры плазмы, степени ионизации, давления и рода газа и может быть рассчитана по формулам для коэффициентов преломления нейтрального газа и равновесной плазмы. На рис. 3, б) приведен результат такого расчета для ксенона, 20 бар. Для реального случая рис. 1 получаем  $n_0 - n_1 = 0.003$ ,  $\alpha_c = 0.078$ , что соответствует критическому значению  $F_c = (2\alpha_c)^{-1} = 6.5$ . Из рис. 1 видно, что пространственные неоднородности удлиненной плазмы появляются при  $F > F_c$ . Максимальная величина удлинения плазмы  $\frac{l}{2r} = \frac{1}{2}(n_0 - n_1)^{-\frac{1}{2}} \cong 10$ .

Интересно, что на рис. 1 максимальная диссипация мощности лазерного излучения в плазме достигается при параметре фокусировки  $f/6$ , меньшем критического значения. При дальнейшем увеличении параметра фокусировки выше критического устойчивость плазмы при большом удлинении в случаях рис. 1, а), б) достигается за счет снижения диссипируемой мощности и коэффициента поглощения лазерного излучения. Появление при этом структуры плазмы с максимумами и минимумами яркости и искривленной поверхностью изменяет (в среднем увеличивает) локальный угол вхождения лазерного луча в зону рефракции, что

также способствует некоторому расширению области устойчивости плазмы при углах схождения лазерного луча, меньших критического.

### 3. Конвективная неустойчивость непрерывного оптического разряда

Одним из главных требований, предъявляемым к получившим распространение в последние годы широкополосным источникам излучения высокой яркости на основе НОР, является высокая временная и пространственная стабильность излучения. Поэтому проблема пульсаций излучения плазмы НОР, обнаруженная в [7] и исследовавшаяся в [8–12], по-прежнему актуальна.

В данной работе было проведено исследование относительно небольших (менее 1%) пульсаций яркости плазмы непрерывного оптического разряда в составе излучателя экспериментальной модели широкополосного источника ЛПИ-50 [22], в котором плазма поддерживается двумя диодными лазерами, излучающими на длине волны  $\lambda = 0.97$  мкм при мощности излучения  $P_l = 2 \times 26$  Вт. Лучи лазеров, сфокусированные с параметром фокусировки  $f/3.5$ , пересекались под углом  $60^\circ$  в районе перетяжек; плазма находилась в зоне пересечения лучей в кварцевой колбе с ксеноном при повышенном давлении.

Наблюдение пульсаций проводилось при трех различных давлениях ксенона  $p_{Xe} = 15; 30; 40$  бар (с учетом нагрева газа в замкнутом объеме в процессе работы). Пульсации яркости излучения записывались на цифровой осциллограф в виде сигнала фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), работавшего в заведомо линейном режиме. На вход ФЭУ через установленные последовательно диафрагму с отверстием малого диаметра и рассеиватель подавалось излучение из центральной части изображения плазмы. Изображение НОР проецировалось с помощью ахроматической линзы с увеличением  $\times 20$ .

На рис. 4, *a*) показана временная диаграмма пульсаций излучения для случая  $p_{Xe} = 15$  бар. На рис. 4, *b*) представлены спектры пульсаций, полученные из временных диаграмм с помощью быстрого преобразования Фурье. Обнаружено, что частота пульсаций увеличивается с давлением, но мало меняется при изменении мощности, диссипирующей в разряде, притом, что вблизи порога поддержания мощность, поглощаемая НОР, в эксперименте менялась не менее чем в 10 раз.

Полученный результат в целом согласуется с результатами [12], полученными для НОР, поддерживаемого с помощью  $CO_2$ -лазера, в другом диапазоне давлений и характеристик плазмы. Объяснение полученных результатов, подробно представленное в [12], нельзя признать удовлетворительным, как показано в работе [11]. Механизм возникновения пульсаций, описанный в [8], не учитывает рефракцию лазерного излучения в плазме и также противоречит результатам анализа устойчивости фронта одномерной волны светового горения, последовательно проведенного в [11].

Для выяснения причин появления колебаний плазмы была проведена скоростная видеосъемка динамики теневого изображения окрестностей плазмы. Теневое изображение получалось с использованием излучения самой плазмы в качестве точечного источника. Излучение направлялось сферическим зеркалом обратно, проходило через зону разряда, затем с помощью линзового объектива четкое изображение границы зоны горячего газа, окружающего плазму, создавалось в увеличенном виде на рассеивающем транспаранте, с которого производилась съемка.

На рис. 5 представлены кадры, полученные для случая  $p_{Xe} = 15$  бар. На представленных кадрах и видеосъемке в целом можно наблюдать последовательные циклы роста области прогретого газа вокруг НОР, имеющего резкую границу, соответствующую области быстрого прогрева до температуры резкого падения коэффициента преломления (около  $2 \div 3$  кК, как можно видеть из данных рис. 3, *b*). Зона прогрева приблизительно сферической формы с минимальным радиусом около 0.75 мм увеличивается примерно вдвое за 15 мс, затем образовавшийся шар горячего газа всплывает вверх со скоростью тепловой конвекции. Диаметр

зоны прогрева вокруг НОР при этом уменьшается до минимального и цикл повторяется. Весь процесс занимает 25 мс, что соответствует частоте пульсаций яркости 40 Гц.

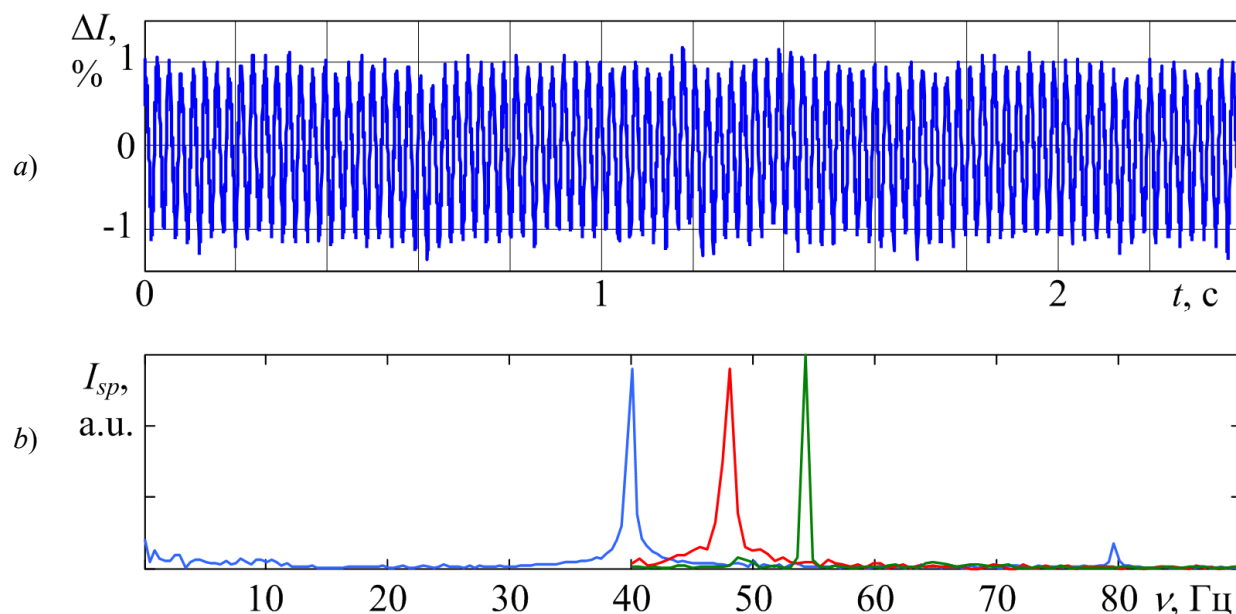


Рис. 4. *a)* Типичная временная диаграмма пульсации яркости НОР в ксеноне, поддерживаемом на пересечении двух сфокусированных лучей диодных лазеров ( $\lambda = 0.97$  мкм,  $P_l = 2 \times 26$  Вт,  $f/3.5$ ,  $p_{Xe} = 15$  бар); *b)* Частотные спектры пульсаций, полученные при трех различных давлениях ксенона  $p_{Xe} = 15; 30; 40$  бар (соответственно, слева направо синяя, красная и зеленая кривая)

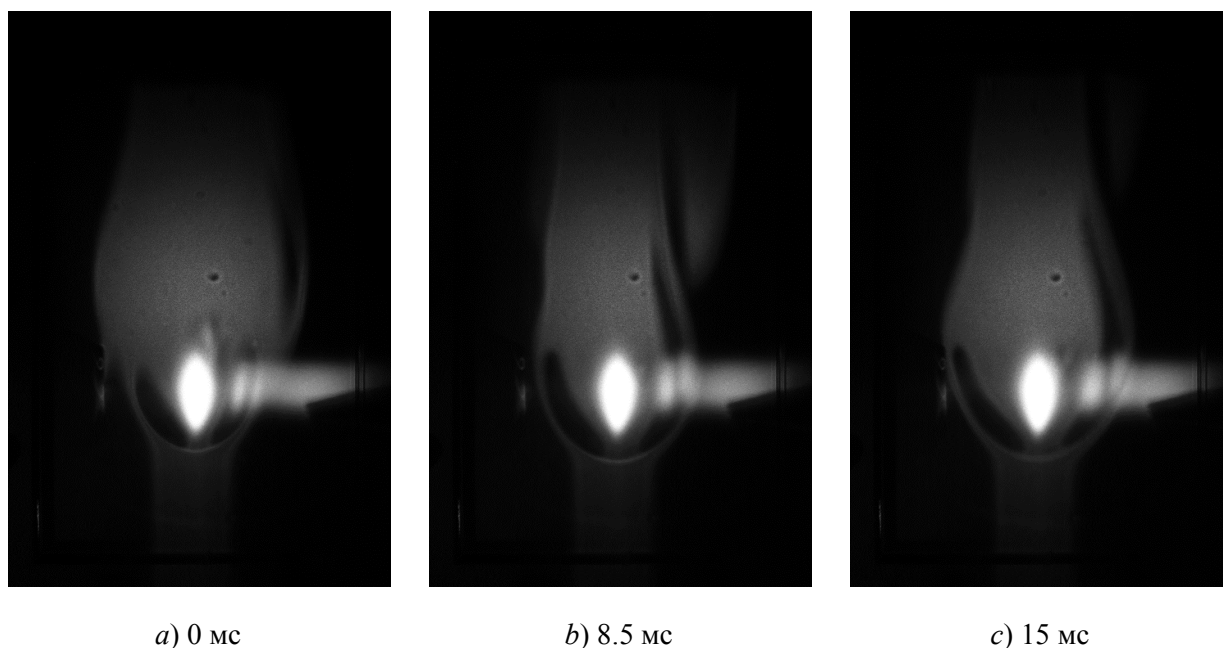


Рис. 5. Теневые фотографии, показывающие движение вверх и рост области горячего газа вокруг НОР за время одной пульсации (25 мс): 0 мс – нагретая область диаметром 2.6 мм начинает движение вверх, вокруг плазмы остается область диаметром 1.5 мм; 8.5 мс – движущаяся нагретая область поднялась на ~1 мм, область вокруг НОР увеличилась до 1.9 мм; 15 мс – область вокруг НОР выросла до 2.3 мм перед началом движения вверх. Размер кадра  $4.7 \times 7.1$  мм<sup>2</sup>. Условия соответствуют рис. 4, *a)*



Для описания наблюдаемого процесса была предложена простая физическая модель, в которой рост зоны прогретого газа происходит за счет тепловой энергии, выделяющейся в НОР (что составляло в типичных условиях эксперимента около 20% энергии поддерживающего НОР лазерного излучения), а всплывание расширяющегося пузыря нагретого газа происходит со скоростью конвекции  $V_c$ , определяемой соотношением  $V_c = \sqrt{2rg}$ , где  $r$  – радиус пузыря,  $g$  – ускорение свободного падения. Для скорости прогрета  $V_t$  также можно записать простую формулу

$$V_t = \frac{QM}{2\pi C_p r^2 \rho(T_1)(T - T_1)},$$

где  $Q$  – мощность источника тепла;  $M$  – атомарная масса ксенона;  $C_p$  – теплоемкость ксенона;  $\rho(T_1)$  – плотность окружающего газа;  $T$  – характерная температура прогрета. На рис. 6 построены графики зависимостей  $V_t$  и  $V_c$  от радиуса зоны прогрета  $r$  для случая  $p_{Xe} = 15$  бар, отвечающего данным на рис. 4, 5. Точка пересечения кривых задает равновесный радиус  $r_0$  волны прогрета, остановленной конвекцией в окрестности  $r_0$  оси симметрии (соответствует минимальному радиусу зоны прогрета на рис. 5, а). Точка  $2r_0$  соответствует максимальному размеру зоны прогрета перед её «всплыванием» рис. 5, с). В соответствии с заштрихованной зоной, показывающей изменение радиуса зоны прогрета и скорости её роста во время пульсаций (радиус растет от минимальной величины  $r_0$  до максимальной  $2r_0$  перед отрывом, а скорость  $V_t$  снижается с увеличением радиуса), для частоты пульсаций можно записать оценочную формулу

$$\nu = \frac{V_t(2r_0)}{r_0}$$

Расчет по формуле с параметрами рис. 6 дает для  $p_{Xe} = 15; 30; 40$  бар соответственно  $\nu_{15} = 41$  Гц,  $\nu_{30} = 47$  Гц,  $\nu_{40} = 50$  Гц, близко к экспериментальным значениям, соответственно 40, 47 и 53 Гц.

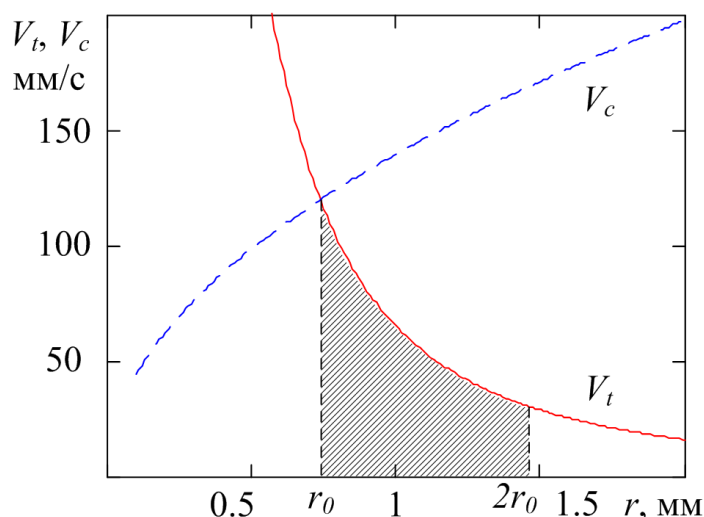


Рис. 6. Графики скорости роста зоны прогрета газа вокруг НОР  $V_t$  и скорости тепловой гравитационной конвекции  $V_c$  в зависимости от радиуса зоны прогрета  $r$ . Заштрихована зона пульсации от минимального радиуса  $r_0$  до максимального перед отрывом радиуса  $2r_0$ . Расчет проведен при  $Q = 10$  Вт,  $T_1 = 400$  К,  $T = 3$  кК,  $p_{Xe} = 15$  бар

Таким образом, наблюдаемая картина колебаний яркости плазмы и области термогравитационной конвекции вокруг НОР отвечает следующей физической картине. С установлением равновесного радиуса волны прогрева газа вокруг НОР на оси симметрии, тем не менее, зона прогрева продолжает расти в стороны за счет избытка тепла, которое конвективный поток, установившийся вблизи оси, отвести не успевает. По мере роста скорость конвекции в расширяющейся области нагретого газа увеличивается и нагретый газ периодически, по достижении определенного размера области, поднимается из окрестности НОР, порождая релаксационные колебания. Оценка частоты колебаний на основе этой простой модели соответствует наблюдаемой зависимости частоты пульсаций от давления.

#### **4. Влияние лазерно-индуцированной конвекции на стабильность плазмы импульсно-периодического оптического разряда**

К настоящему времени образованию направленных потоков газа в условиях импульсных оптических разрядов было посвящено множество работ. Причинная связь образования направленных струй при однократном лазерном пробое газа с естественной асимметрией выделения энергии была установлена уже в ранних работах, например, [15]. В работе [16] сообщалось о потоке газа после одиночного лазерного импульса, который был направлен либо навстречу лазерному лучу, либо в противоположном направлении вдоль оптической оси в зависимости от того, в какую сторону от точки фокуса случайным образом смещалась точка инициирования пробоя. В схожих по постановке экспериментах [17] точка начала пробоя в области фокуса мощного одиночного лазерного импульса создавалась искусственно с помощью вспомогательного лазера. В зависимости от положения точки инициирования относительно фокуса генерируемый поток мог быть направлен либо вдоль лазерного луча, либо в противоположную сторону, либо вовсе не имел выделенного направления, когда точка инициирования располагалась точно в центре фокальной перетяжки.

Упомянутые работы, как и многие другие, сообщали об экспериментах с одиночными импульсами, в которых образовывались кратковременные, быстро затухающие потоки. О квазистационарных потоках, образующихся в результате действия ИПОР с высокой частотой повторения, впервые сообщали, насколько можно судить по опубликованной литературе, авторы [18]. В [18] для изучения газодинамических эффектов в ИПОР использовался мощный СО<sub>2</sub>-лазер с модуляцией добротности и высокой частотой повторения импульсов. Наряду с другими эффектами авторы [18] нашли режимы с относительно небольшой энергией в импульсе, под действием которых формировался квазистационарный поток вдоль оси лазерного луча, направленный навстречу лучу, а иногда в противоположном направлении. Физические причины образования такого потока, скорее всего, аналогичны исследованным в экспериментах с одиночными импульсами.

В работах [19, 20] сообщалось о первых экспериментах, в которых наблюдался необычный тип вынужденной конвекции в ИПОР, при которой генерируемый квазистационарный поток был направлен нормально к оси лазерного излучения.

Этот необычный тип конвекции возникал при так называемом "тихом" ИПОР, поддерживаемом в ксеноне при высоком давлении лазерными импульсами с высокой частотой повторения и интенсивностью, значительно ниже необходимой для пробоя.

Поддерживаемая плазма характеризовалась относительно небольшим поглощением лазерного излучения, всего несколько процентов, и низкой плотностью диссипации энергии на уровне 50 мкДж/имп. Свечение плазмы было симметричным и стабильным, самыми значительными эффектами были искажение проходящего лазерного луча и потоки газа, направленные в стороны от оптической оси. Причины такого необычного направления потока обсуждались в [20] на основе известных результатов расчетов поздних стадий релаксации облака горячего газа, образующегося при одиночном пробое. Конкретный механизм образования такого потока все еще остается неопределенным.

В данном разделе представлены результаты экспериментов по генерации потоков в ИПОР с использованием фемтосекундного импульсно-периодического лазера. Энергетические характеристики используемого лазера (до 260 мкДж/имп, до 10 кГц частота повторения) близки к характерным величинам в экспериментах [19, 20].

Главной целью данного исследования было изучение зависимости генерируемого потока от конфигурации области энерговыделения в разряде. Особенности процесса ионизации фемтосекундным лазером [21] таковы, что форма области энерговыделения следует форме фокальной перетяжки, которую можно менять с помощью фокусирующей системы, например, путем внесения контролируемой аберрации.

В данной работе впервые экспериментально наблюдалось возникновение стационарных потоков газа из зоны ИПОР в сфокусированном луче фемтосекундного лазера, направление которых менялось в зависимости от формы зоны энерговыделения. Были определены условия, при которых поток из зоны разряда оказывается направленным навстречу лазерному лучу. Поток нагретого и возбужденного газа, распространяясь по падающему на плазму лазерному лучу, вызывает фазовые искажения волнового фронта лазерного излучения, что приводит к пульсациям плазмы в области фокуса и, в свою очередь, колебаниям направления генерируемого плазмой газового потока.

В экспериментах данной работы использовался фемтосекундный лазер Amplitude Systemes s-Pulse с двумя фиксированными уровнями энергии в импульсе 135 и 270 мкДж, частотами повторения импульсов  $f_r = 1.66; 3.3, 5; 10$  кГц при длительности импульсов  $\tau = 450$  фс. Длина волны излучения  $\lambda = 1.023$  мкм, диаметр луча  $d = 2.5$  мм, параметр распространения  $M^2 < 1.2$  ( $BPP < 0.4$  мм-мрад), что соответствует угловой расходимости не более  $\theta = 0.64$  мрад (по полному углу). Лазерное излучение вводилось в камеру высокого давления через кварцевое окно. В камере излучение фокусировалось внеосевым ( $90^\circ$ ) параболическим зеркалом-фокусатором с параметром фокусировки  $f/5.8$  с эффективным фокусным расстоянием 15 мм, минимальный диаметр луча в фокусе составлял  $d_0 = 10$  мкм.

Камера наполнялась аргоном до  $p = 10$  бар. Повышенное давление требовалось для улучшения условий образования лазерной плазмы и повышения чувствительности теневого метода наблюдения потоков. В результате многофотонной ионизации газа в области максимальной интенсивности лазерного излучения [21] в окрестности фокуса возникала зона светящейся плазмы длиной  $l \approx 0.1 \div 0.2$  мм, форма и размеры которой зависели от настройки положения параболического фокусатора. Отклонение фокусатора от положения идеальной настройки в пределах  $\alpha = \pm 0.8^\circ$  приводило к аберрации типа астигматизма с расстоянием между астигматическими фокусами до  $a = 0.45$  мм (рис. 7, а), б). Плазма образовывалась, в основном, в ближнем к лазеру астигматическом фокусе.

С учетом потерь в оптическом тракте до фокуса доходило излучение со средней мощностью не более 0.85 Вт. В области фокуса в аргоне при 10 бар поглощалось от 35 % до 60 % излучения, в зависимости от настройки (0.3 ÷ 0.5 Вт или 30 ÷ 100 мкДж/импульс). Такие уровни выделения энергии в разряде близки к условиям предыдущих экспериментов [19, 20]. При таком уровне диссипации энергии за импульс в объеме области ионизации до  $10^{-7}$  см<sup>3</sup> газовая температура достигает 10 кК и выше. Расширение облака горячего газа в области фокуса с последующим его коллапсом, повторяющееся периодически, приводит к появлению стационарного направленного потока нагретого газа из области взаимодействия.

Такого рода направленные потоки, вытекающие из зоны разряда, действительно обнаруживались при теневой визуализации картины в окрестности ИПОР. Схемы наблюдения аналогичны применявшимся в [19, 20]. В качестве точечного источника излучения высокой яркости для теневого прибора использовался лазерно-плазменный источник типа ЛПИ-50 [22]. Видеорегистрация теневых изображений показала, что форма и направление потоков зависела от настройки положения параболического зеркала (рис. 8). Кадры потоков рис. 8, а) соответствуют форме и положению плазмы рис. 7, а). Потоки, создаваемые областью энерго-

выделения в форме уплощенного неправильного диска толщиной порядка 10 мкм и диаметром около 100 мкм, вытекали в направлении, перпендикулярном поверхности «диска», в обе стороны. Величина потока газа в струе оценивалась по времени установления стационарного состояния и составила 1 см<sup>3</sup>/с. Оценка сверху мощности, необходимой для прокачки через зону диссипации энергии такого потока газа, дает 0.1 Вт, что составляет до 30% поглощенной мощности. На рис. 8, *b*) показан вид потока при настройке, соответствующей рис. 7, *b*). Плазменный «диск» здесь расположен поверхностью в сторону наблюдателя, туда же направлен поток на рис. 8, *b*).

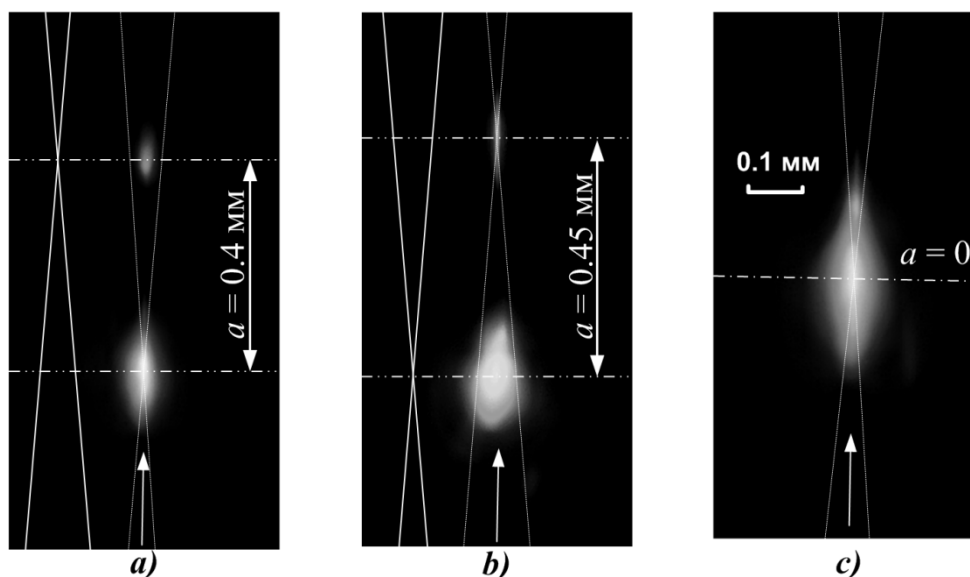


Рис. 7. Фотографии плазмы ИПОР в луче фемтосекундного лазера в случаях: *a*)  $\alpha \approx 0.7^\circ$ ,  $a \approx 0.4$  мм; *b*)  $\alpha \approx -0.8^\circ$ ,  $a \approx 0.45$  мм; *c*)  $\alpha \approx 0^\circ$ ,  $a \approx 0$  мм, где  $\alpha$  – угол расстройки параболического фокусатора,  $a$  – параметр астигматизма. Тонкими линиями показаны границы луча в плоскости снимка, слева более толстыми линиями – в перпендикулярной плоскости. Горизонтальные линии показывают положение фокусов, стрелки – направление излучения. Размер кадров  $0.5 \times 1$  мм<sup>2</sup>

При отклонении зеркала в сторону точной настройки поглощенная в газе энергия увеличивалась, а образующийся поток трансформировался. Кадры на рис. 8, *d*) показывают формирование  $\Lambda$ -образного потока, образующегося при положении фокусатора, промежуточном между состояниями с сильным астигматизмом, как на рис. 7, *a*), *b*) и точной настройки (рис. 7, *c*). При приближении к точной настройке потоки, в исходном положении (при сильном астигматизме) направленные в противоположные стороны, по мере уменьшения степени астигматизма сближались, поворачиваясь навстречу лазерному лучу. В положении точной настройки среднее значение доли поглощенной мощности лазерного излучения достигало 60%, что соответствовало средней по времени диссипации мощности 0.5 Вт. При этом потоки объединялись в один, направленный навстречу лазерному лучу рис. 8, *c*). Точное направление струи, вытекающей из зоны разряда в среднем навстречу лазерному лучу, тем не менее, было нестабильным во времени, и заметно колебалось в некоторых пределах вокруг направления вдоль оси лазерного излучения, вследствие чего струя в целом выглядела турбулентной по сравнению со случаем рис. 8, *a*). В процессе колебаний направления струи она различными частями или целиком охватывала подводимый к плазме лазерный луч, вследствие чего волновой фронт лазерного излучения, преломляясь на неоднородностях коэффициента преломления, искажался, что вызывало появление низкочастотных колебаний положения плазмы, которое, в свою очередь, могло влиять на характеристики и направление порождаемого импульсно-периодической плазмой струйного течения.

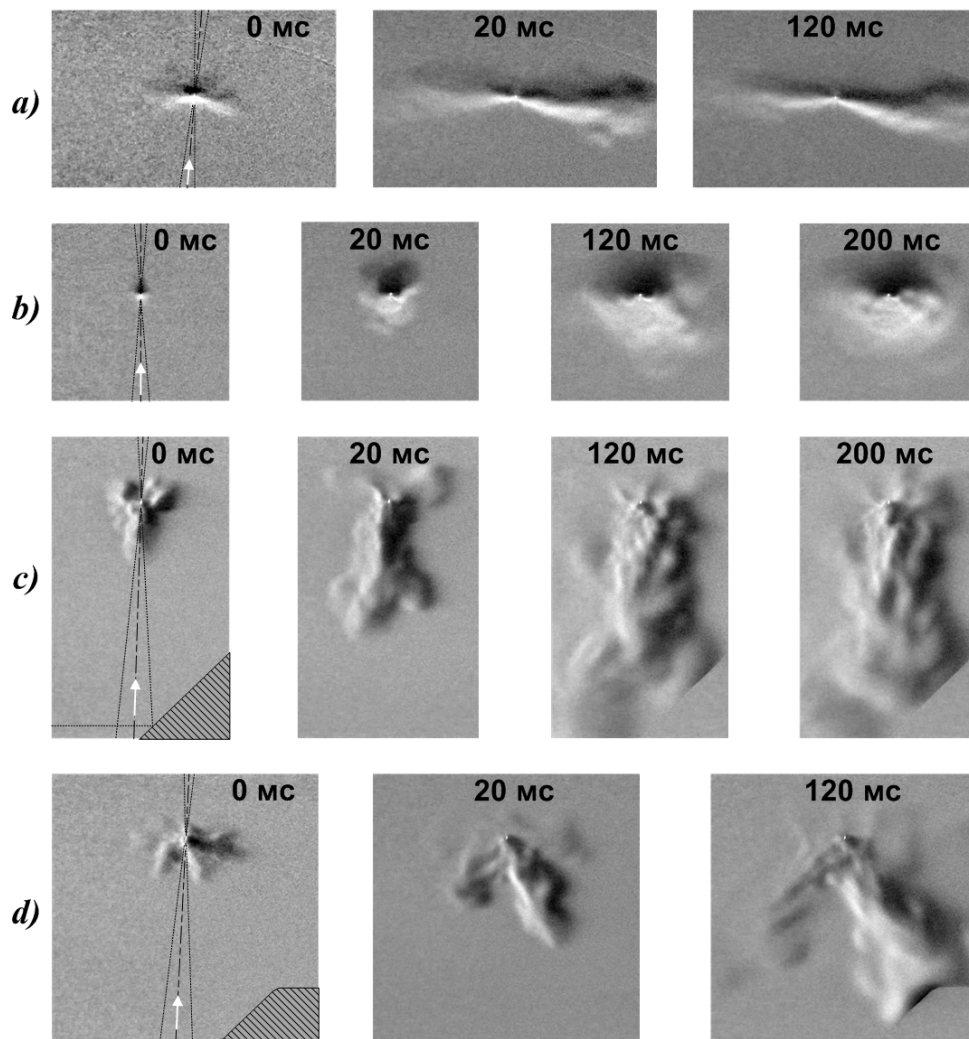


Рис. 8. Теневые фотографии конвективных потоков из области ИПОР. *a)* поток в стороны:  $\alpha \approx 0.4^\circ$ ,  $a \approx 0.3$  мм; *b)* вид навстречу потоку  $\alpha \approx -0.33^\circ$ ,  $a \approx 0.25$  мм; *c)* поток вниз, навстречу лазерному лучу:  $\alpha \approx 0^\circ$ ,  $a \approx 0$  мм; *d)* Л-образный поток навстречу лучу:  $\alpha \approx 0.2^\circ$ ,  $a \approx 0.15$  мм. Частота следования импульсов 10 кГц. Белая точка в фокусе – зона ИПОР. Размер кадров линии *b)*  $10 \times 10$  мм<sup>2</sup>, остальные в том же масштабе. Ось и границы лазерного луча показаны линиями, направление – стрелками. Время над кадром отсчитывается от начала регистрации через несколько миллисекунд после первого импульса. На кадрах линий *c)* и *d)* виден край фокусатора

Самовоздействие разряда посредством создаваемого им газового потока происходит по тем же физическим причинам, вследствие которых поток можно наблюдать теньвым методом. Численно оценить величину воздействия струи нагретого газа на лазерный луч можно исходя из чувствительности теневого прибора, в котором полная контрастность изображения, полученного по методу Теплера, достигалась при углах отклонения  $\Delta\alpha \approx 10^{-3}$ . Таким углам отклонения соответствует изменение коэффициента преломления  $n$  в цилиндрической струе радиуса  $R$  на величину  $\Delta n \approx \Delta\alpha$  в соответствии с  $\Delta\alpha \approx \int_0^R \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} dr \approx \frac{R \Delta n}{n R} \cong \Delta n$ , поскольку  $n \cong 1$ . Максимальная дефокусировка лазерного луча будет достигаться, когда струя будет направлена так, что область градиентов коэффициента преломления в струе будет проходить по границам луча (из рис. 8 можно видеть, что это возможно). При прохождении луча вдоль струи за счет дефокусировки накопится отклонение границы луча от оси порядка  $\Delta\alpha \approx \Delta n$ . От угла отклонения границы луча удобно перейти к смещению точки фокуса  $\Delta f \approx F \cdot \Delta\alpha \cdot f$ , где  $f$  – фокусное расстояние зеркала, а  $F = f/d$  – параметр фокусировки. Откуда  $\Delta f \approx 0.1$  мм при

$f = 15$  мм,  $F = 5.8$ . То есть смещение точки фокуса и находящейся в нем плазмы под влиянием наблюдаемого потока нагретого газа может быть порядка размеров плазмы, что примерно соответствует реальной амплитуде пульсаций разряда в условиях рис. 8, с).

## 5. Заключение и выводы

В данной работе на основе экспериментальных результатов, полученных авторами, проведен анализ различных проявлений пространственной и временной неустойчивости непрерывных и импульсно-периодических оптических разрядов, предложены физические модели рассматриваемых явлений, на основе которых могут быть сделаны количественные оценки их влияния на характеристики плазмы оптических разрядов, важные для применений, таких, например, как широкополосные источники излучения высокой яркости.

Неустойчивость характеристик НОР, возникающая вследствие рефракции лазерного излучения на градиентах коэффициента преломления в плазме, проявляется в виде пространственной неоднородности распределения яркости теплового излучения плазмы и других параметров. В работе даны критерии появления неустойчивостей, связанных с рефракцией, и вытекающие из них ограничения на получение плазмы НОР большой относительной длины.

Проведен анализ неустойчивости НОР вследствие термогравитационной конвекции. Неустойчивость конвекции в области нагретого газа вокруг НОР приводит к регулярным автоколебаниям, проявляющимся также в пульсации яркости и положения центра излучающей плазмы. В рамках простой физической модели получается оценка частоты колебаний, отвечающая наблюдаемой зависимости частоты пульсаций от давления.

В случае ИПОР главным фактором, определяющим неустойчивость плазмы, может выступать вынужденная конвекция, возникающая вследствие периодически повторяющихся газодинамических эффектов в области энерговыделения. Эффект исследовался на примере ИПОР в аргоне под давлением 10 бар, поддерживаемом лазерными импульсами суб-пикосекундной длительности с частотой повторения до 10 кГц.

Была реализована возможность изменения формы зоны диссипации энергии ИПОР с помощью регулируемой степени астигматизма при фокусировке лазерного луча. Конвективные потоки из зоны разряда, наблюдаемые теневым методом, в зависимости от степени астигматизма могли быть направлены перпендикулярно, под углом или вдоль оси лазерного луча. Поток, направленный навстречу лазерному лучу, вызывал дефокусировку подводимого к плазме луча на градиентах плотности нагретого газа в струе, что приводило к смещению и деформации области фокуса и, соответственно, зоны оптического разряда на величину порядка размеров плазмы, пульсациям плазмы, а также порождало колебания положения струи относительно оси луча.

Результаты проведенных исследований особенностей поддержания НОР и ИПОР в инертных газах высокого давления могут служить основой для эффективного применения оптических разрядов, в частности, в широкополосных источниках излучения высокой яркости. Требуются дальнейшие исследования конкретных механизмов и возможностей применения обнаруженных явлений.

## Благодарности

Работа выполнена частично по теме государственного задания (№ гос.рег. АААА-А17-117021310370-2) и проекта РФФИ 18-01-00534 А.

## Литература

1. Smith D.K., et al. Laser Driven Light Source / US patent #7435982, 2008; #8309943, 2012.
2. Bezel I., Delgado G., Derstine M., Gross K., Solarz R., Shchemelinin A., Shortt D. High power laser-sustained plasma light sources for KLA-Tencor broadband inspection tools // CLEO: 2015, paper ATu4M.2. [https://doi.org/10.1364/CLEO\\_AT.2015.ATu4M.2](https://doi.org/10.1364/CLEO_AT.2015.ATu4M.2)

3. Su M.N., Lin J.J.M. Note: A transient absorption spectrometer using an ultra bright laser-driven light source // Review of Scientific Instruments, 2013, 84, 086106. <https://doi.org/10.1063/1.4818977>
4. Kuznetsov V.A., Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Shilov A.O., Yakimov M.Yu., Zimakov V.P. Bistable behavior of a continuous optical discharge as a laser beam propagation effect // Proc. SPIE, V. 8600, 2013. P. 860002. doi:10.1117/12.2003658
5. Анциферов П.С., Кошелев К.Н., Кривцун В.М., Лаш А.А. Источник света с лазерной накачкой и способ генерации излучения / Заявка RU2013116408/07, 11.04.2013; патент РФ RU2534223, 2013.
6. Рудой И.Г., Соловьев Н.Г., Сорока А.М., Якимов М.Ю. Способ генерации широкополосного оптического излучения с высокой яркостью // Заявка №2014133807/28, 2014. Патент на изобретение РФ №2571433, 2015.
7. 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(1). С. 1434–1446.
8. Герасименко М.В., Козлов Г.И., Кузнецов В.А. Механизм стабилизации и осцилляций плазмы непрерывного оптического разряда // Письма в ЖТФ, 1980. Т. 6(8). С. 485–489.
9. Генералов Н.А., Захаров А.М., Косынкин В.Д., Якимов М.Ю. Устойчивость непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха // Физика горения и взрыва, 1986. Т. 22(2). С. 91–94.
10. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. Непрерывный оптический разряд в условиях тепловой гравитационной конвекции // Известия АН СССР. МЖГ. 1989, №4. С. 125–129.
11. Makhviladze G.M., Selezneva I.K. The thermal stability of a stationary wave of an optical discharge // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 1981, V. 22(5) Pp. 646–651. doi: 10.1007/BF00913713
12. Барановский А., Муха З., Перадзыньский З. Неустойчивость непрерывного оптического разряда в газах // Успехи механики, 1978. Т. 1(3/4). С. 125–147.
13. Зимаков В.П., Кузнецов В.А., Рудой И.Г., Соловьев Н.Г., Сорока А.М., Шемякин А.Н., Шилов А.О., Якимов М.Ю. Импульсно-периодические и комбинированные режимы поддержания оптических разрядов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2015. Т. 16. В. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-2/articles/548/>
14. Heins A.M., Guo Chunlei. High stability breakdown of noble gases with femtosecond laser pulses // Optics Letters, 2012. V. 37(4), Pp. 599–601. <https://doi.org/10.1364/OL.37.000599>
15. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. Гидродинамическая релаксация облака горячего газа после лазерного пробоя в воздухе // Доклады Академии Наук СССР, 1981. Т. 261. С. 586–588.
16. Brieschenk S., O'Byrne S., Kleine H. Visualization of jet development in laser-induced plasmas // Optics Letters, 2013. V. 38(5). P. 664–666. <https://doi.org/10.1364/OL.38.000664>
17. Kojima H., Takahashi E., Furutani H. Breakdown plasma and vortex flow control for laser ignition using a combination of nano- and femto-second lasers // Optics Express, 2014. V.22(S1). Pp. A90–A98. <https://doi.org/10.1364/OE.22.000A90>
18. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Павлов А.А., Смирнов А.Л., Павлов Ал.А., Голубев М.П. Газодинамические эффекты взаимодействия неподвижного оптического пульсирующего разряда с газом // Квантовая электроника, 2008. Т. 38(1). С. 82–87 <http://dx.doi.org/10.1070/QE2008v038n01ABEH013601>
19. Зимаков В.П., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Шилов А.О., Якимов М.Ю. Поддержание квазистационарной плазмы излучением импульсно-периодического лазера предпробойной интенсивности // Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2015. Т. 16. В. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-4/articles/584/>

20. Zimakov V.P., Kuznetsov V.A., Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Shilov A.O., Yakimov M.Yu. Quasi-stationary convection in a periodic-pulsed optical discharge in high pressure rare gas // IOP Journal of Physics: Conf. Series, 2017. V. 815. P. 012003. doi:10.1088/1742-6596/815/1/012003
21. Mainfray G. Multiphoton ionization of atoms // Journal de Physique Colloques, 1985. V. 46(C1). Pp. 113–125 <https://doi.org/10.1051/jphyscol:1985111>
22. Зимаков В.П., Кузнецов В.А., Лаврентьев С.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Шилов А.О., Якимов М.Ю. Новые возможности применения оптических разрядов в аэрофизическом эксперименте // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2016. Т. 17. вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2016-17-2/articles/653/>

Статья поступила в редакцию 26 ноября 2018 г.