

Исследование лазерной плазмы в среде разреженного газа с использованием одиночного электростатического зонда

© С.Г. Давыдов, А.Н. Долгов, А.С. Каторов,[¶] В.О. Ревазов, Р.Х. Якубов

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова,
127055 Москва, Россия

[¶] e-mail: katorovalexey@mail.ru

Поступило в Редакцию 23 октября 2019 г.

В окончательной редакции 23 октября 2019 г.

Принято к публикации 2 декабря 2019 г.

Исследованы процессы, сопровождающие воздействие на металлическую мишень лазерного излучения наносекундной длительности интенсивностью порядка 10^{13} W/m^2 в вакууме. В качестве средства корпускулярной диагностики был использован одиночный электростатический зонд.

Ключевые слова: зондовая диагностика, лазерная плазма, одиночный зонд, вакуум.

DOI: 10.21883/JTF.2020.06.49277.350-19

Введение

С момента разработки первых лазеров и по сей день проявлялся интерес к процессу образования приповерхностной лазерной плазмы при воздействии лазерного излучения на вещество. Однако исследования в данной области практически изначально разделились на два направления. Одно из них связано с разработкой технологий модификации поверхности твердого тела, в частности, при плавлении и испарении вещества, что не требует высоких интенсивностей падающего на поверхность мишени лазерного излучения (используемые интенсивности излучения обычно не превышают $10^{11} - 10^{12} \text{ W/m}^2$). Другое направление связано с получением экстремальных состояний вещества, например, так называемой релятивистской плазмы, и требует, наоборот, чрезвычайно высоких уровней интенсивности падающего на поверхность мишени лазерного излучения (в настоящее время достигнута величина порядка 10^{25} W/m^2 и даже выше).

Для инициирования разрядов типа вакуумной искры с временем задержки порядка $0.1 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ и менее, что входит в круг наших интересов [1], достаточным является уровень интенсивности излучения, падающего на мишень, порядка 10^{13} W/m^2 . Задача коммутации вакуумных промежутков с помощью лазерной плазмы продолжительное время оставалась за пределами круга интересов подавляющего большинства исследователей. В последнее время ситуация изменилась: во многих лабораториях ведутся работы по разработке надежных и эффективных вакуумных разрядников с лазерным поджигом в интересах развития техники высоких плотностей энергии [2–6].

Методика эксперимента

Целью настоящей работы является исследование физических процессов, сопровождающих генерацию лазер-

ной плазмы в присутствии разреженной газовой среды при уровне интенсивности излучения на мишени порядка 10^{13} W/m^2 и продолжительности облучения в наносекундном диапазоне.

Длина волны падающего на мишень излучения $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$. Длительность импульса лазерного излучения по основанию $3 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. Интенсивность излучения на мишени порядка 10^{13} W/m^2 . Плоская мишень, изготовленная из кобальта, и цилиндрический электростатический зонд размещались внутри оптически прозрачной вакуумной камеры, откачиваемой до остаточного давления $\sim 10^{-2} - 10^0 \text{ Pa}$. Средством диагностики являлся одиночный зонд Ленгмюра. Угол падения лазерного луча на мишень был близок к нулю (нормальное падение

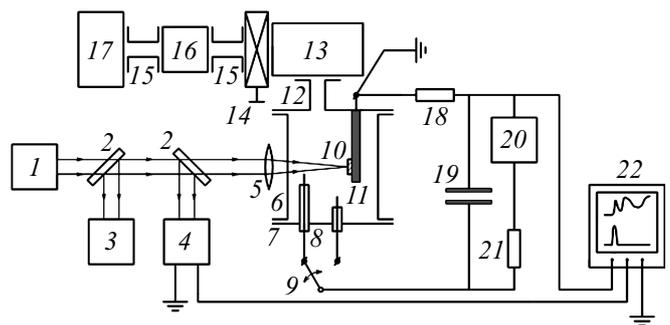


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — лазер ЛТИ-60; 2 — полупрозрачное зеркало; 3 — юстировочный He–Ne-лазер; 4 — быстродействующий фотодатчик; 5 — фокусирующая линза; 6 — оптически прозрачный корпус вакуумной камеры; 7 — фланец; 8 — зонды Ленгмюра; 9 — переключатель; 10 — мишень; 11 — держатель мишени; 12 — фланец (элемент вакуумной арматуры); 13 — магниторазрядный насос; 14 — шибер; 15 — трубопровод; 16 — азотная ловушка; 17 — форвакуумный насос; 18 — низкоиндуктивный резистор сопротивлением 50Ω ; 19 — низкоиндуктивный конденсатор; 20 — источник постоянного напряжения; 21 — зарядное сопротивление $20k \Omega$; 22 — осциллограф.

на поверхность мишени), а угол между нормалью к поверхности мишени и направлением от пятна фокусировки лазерного луча к зонду составлял $\varphi_1 = 9^\circ$ в одном случае и $\varphi_2 = 61^\circ$ в другом случае. В первом случае лазерное излучение фокусировалось на мишень на расстоянии от зонда $L_1 = 6 \cdot 10^{-3}$ м и во втором случае на расстоянии $L_2 = 12 \cdot 10^{-3}$ м. Мишень находилась под постоянным нулевым потенциалом. Напряжение, называемое в дальнейшем сигналом с зонда, на согласующем сопротивлении номиналом 50Ω , по которому протекал ток, поступающий на зонд, регистрировалось осциллографом при заданном потенциале зонда (рис. 1). Для полученного при различных значениях потенциала зонда набора осциллограмм сигнала с зонда производились временные срезы, т.е. определялись значения тока на зонд в фиксированный относительно начала импульса лазерного излучения момент времени при различных значениях потенциала зонда. В дальнейшем это позволяло построить вольт-амперные характеристики (ВАХ) зонда в избранные моменты времени после начала облучения мишени излучением лазера. В качестве положительного тока на зонд был принят, как обычно, ток электронов.

Результаты эксперимента

На осциллограммах сигнала с зонда, полученных при регистрации разлета плазмы в направлении, близком к нормальному по отношению к поверхности мишени ($L_1 = 6 \cdot 10^{-3}$ м, $\varphi_1 = 9^\circ$, $\sim 10^{-1}$ Па), просматриваются три группы заряженных частиц (рис. 2, цифры в квадратах): I группа возникает практически синхронно с импульсом лазерного излучения; II группа фиксируется примерно через $1.5 \cdot 10^{-7}$ с (пик сигнала с зонда, т.е. максимум потока частиц на зонд) после старта лазерного излучения; III группа фиксируется примерно

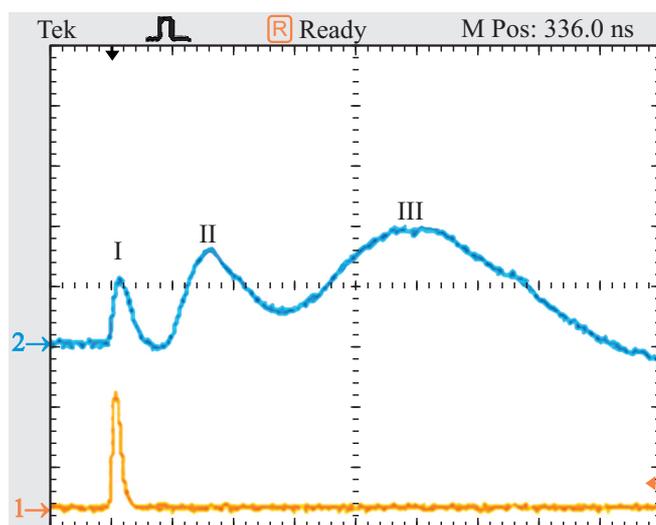


Рис. 2. Осциллограмма сигнала с зонда. Луч 1 — интенсивность лазерного излучения, луч 2 — ток на зонд, чувствительность 10 мА, развертка $0.1 \cdot 10^{-6}$ с/дел.

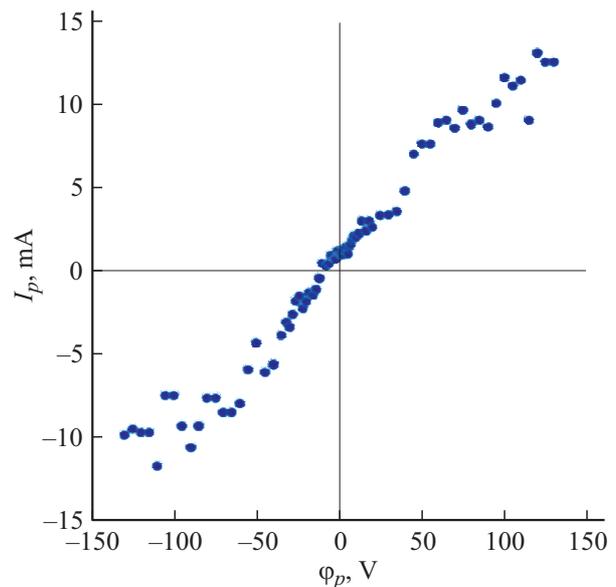


Рис. 3. ВАХ лазерной плазмы, регистрируемая зондом через $0.1 \cdot 10^{-7}$ с после старта воздействия лазерного излучения на мишень.

через $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ с (пик сигнала с зонда) после старта лазерного излучения.

Вид ВАХ для I и II групп частиц показывает возможность проведения с их помощью оценки электронной температуры и электронной концентрации, но не дает возможности осуществить оценку концентрации ионов из-за аномально большой силы ионного тока. На ВАХ, соответствующей II группе частиц, отчетливо прослеживается „ступенька“ на электронной ветви, что говорит о том, что II группа частиц — быстро движущийся со скоростью, превышающей ионно-звуковую в плазме, корпускулярный поток [7] (рис. 3). Для ВАХ II группы частиц характерно отрицательное значение плавающего потенциала на переднем фронте данной группы частиц, что указывает на преобладание потока электронов в этой области. На ВАХ, соответствующей I группе частиц (рис. 4), признаки формирования плазменного потока отсутствуют. ВАХ, отвечающая III группе частиц, не позволяет сделать никаких заключений, кроме единственного: в плазме, каковой является, по-видимому, эта группа частиц, происходят сильные колебания, собственное электрическое поле которых превосходит по величине поле, создаваемое в плазме зондом (рис. 5) [8,9].

Для I группы частиц на пике сигнала с зонда получены следующие параметры плазмы: $T_e = 6 \pm 2$ эВ, $n_e \approx 6 \cdot 10^{16}$ м⁻³. Для II группы частиц: $T_e = 5 \pm 1$ эВ, $n_e \approx 10^{17}$ м⁻³. Радиус Дебая при указанных параметрах составит $10^{-5} - 10^{-4}$ м. Так как характерный размер зонда $\sim 10^{-3}$ м и, как будет показано ниже, длина свободного пробега частиц ~ 1 м, то регистрация частиц зондом происходит в бесстолкновительном режиме с тонким переходным слоем. Таким образом, мы имеем право воспользоваться для интерпретации полученных

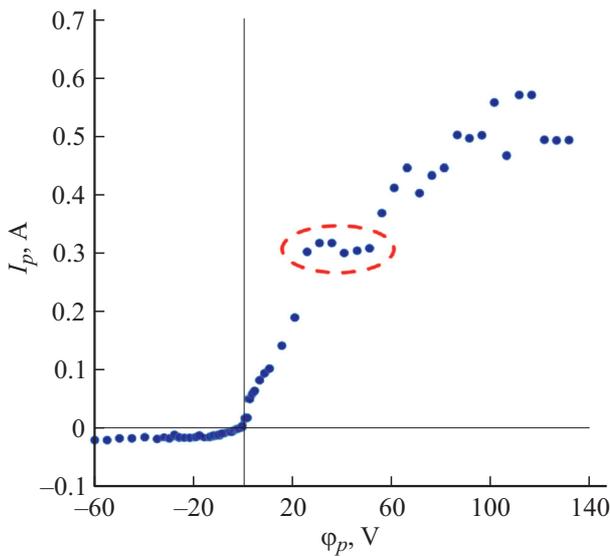


Рис. 4. ВАХ лазерной плазмы, регистрируемая зондом через $1.5 \cdot 10^{-7}$ s после старта воздействия лазерного излучения на мишень.

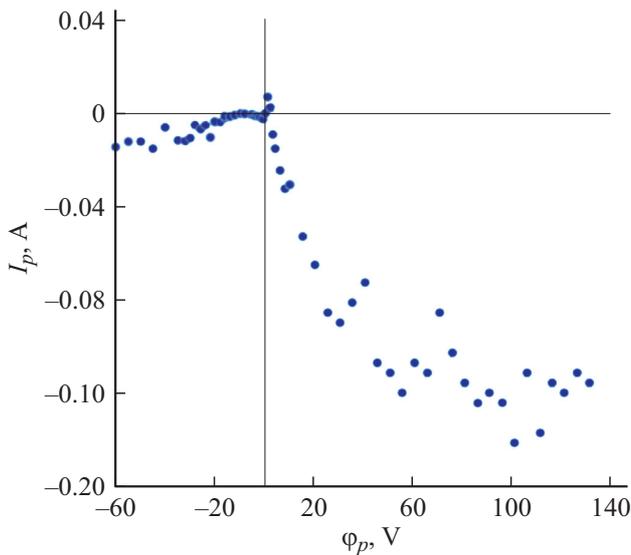


Рис. 5. ВАХ лазерной плазмы, регистрируемая зондом через $3 \cdot 10^{-7} - 3.5 \cdot 10^{-7}$ s после старта воздействия лазерного излучения на мишень.

результатов классической теорией ленгмюровского зонда, по крайней мере, для переходной области и электронной ветви ВАХ.

Скорости направленного движения частиц во II и III группах, соответствующие максимуму потока и определяемые по времени пролета, составляют примерно $4 \cdot 10^4$ и $1.3 \cdot 10^4$ m/s, а кинетические энергии ионов в плазменном потоке составляют при этом ~ 500 и ~ 60 eV соответственно. Оценка концентрации ионов для указанных групп частиц, исходящая из величины их направленной скорости и учитывающая, что площадь собирающей поверхности зонда в плазменном потоке

представляет собой площадь проекции зонда на плоскость, ортогональную направлению потока, дает величины $\sim 3 \cdot 10^{17}$ и $\sim 4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Временное разрешение зонда Ленгмюра при полученных значениях температуры и плотности плазмы вполне позволяет производить измерения с временным разрешением в наносекундном диапазоне [7,10].

При регистрации разлета лазерной плазмы в направлении, близком к направлению касательной по отношению поверхности мишени ($L_2 = 12 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, $\varphi_2 = 61^\circ$, $\sim 10^{-1} \text{ Pa}$), в идентичных условиях проведения эксперимента также просматриваются три группы заряженных частиц. На переднем фронте I группы частиц наблюдается подавляющее преобладание частиц одного знака — электронов, вероятно, так называемых убегающих, измеряемая температура которых составляет $T_e = 48 \pm 6 \text{ eV}$, а концентрация оценивается величиной $n_e \sim 6 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ (рис. 6). Зафиксированные на пике сигнала с зонда электронные температуры для I и II групп частиц оказались близки к ранее полученным. Кроме того, необходимо отметить, что на электронных ветвях ВАХ в данном случае нет признаков формирования корпускулярного (плазменного) потока в направлении зонда — отсутствует ранее отмечавшаяся „ступенька“. ВАХ, отвечающая III группе частиц, как и в предыдущей серии измерений, отличается аномальным видом, определяемым, по-видимому, развитием в плазме сильных колебаний. Значения скоростей направленного распространения II и III групп частиц, соответствующие максимуму потока и определяемые по времени пролета, сильно размыты и несколько меньше ранее зафиксированных. Регистрируемые концентрации заряженных частиц в I и II группах меньше ранее зафиксированных примерно в $(L_2/L_1)^2 = 4$ раз.

При уменьшении давления остаточного газа до $\sim 10^{-2} \text{ Pa}$ электронная температура на пике сигнала, от-

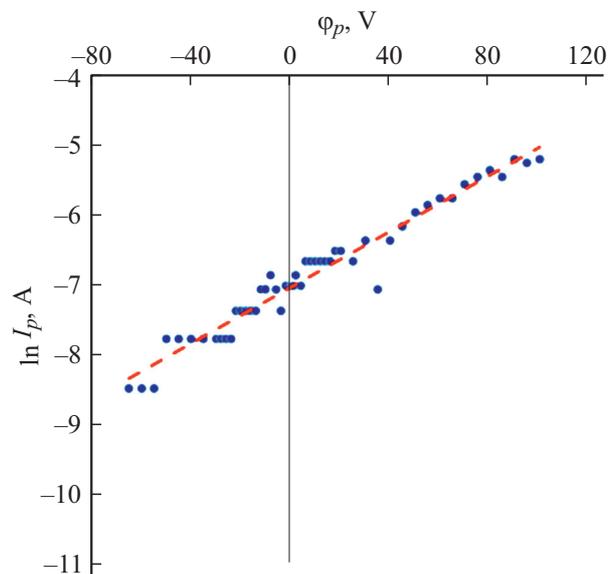


Рис. 6. ВАХ потока электронов.

вечающего I группе частиц, достигала 20 ± 4 и 35 ± 6 eV для направлений $\varphi_1 = 9^\circ$ и $\varphi_2 = 61^\circ$ соответственно, а регистрируемые концентрации электронов — падали.

При увеличении давления остаточного газа до $\sim 10^0$ Pa наблюдалась только I группа частиц, регистрируемые для обоих направлений электронные температуры составляли 6 ± 2 eV, а концентрации возростали.

Обсуждение результатов эксперимента

Разлет лазерной плазмы из области пятна фокусировки происходит недостаточно быстро для того, чтобы обеспечить за время в несколько наносекунд создание вокруг зонда плазменной среды. Появление в спектре ионной эмиссии из лазерной плазмы ионов с энергиями, которые способны обеспечить требуемое экспериментальными данными быстрое появление плазмы в окрестностях зонда, возможно только при достижении несравнимо больших интенсивностей излучения $q \sim 10^{24}$ W/m² [11]. Изменения регистрируемой зондом концентрации заряженных частиц I группы коррелируют с изменениями давления остаточного газа, т.е. изначальной концентрацией нейтралов в объеме вакуумной камеры, что свидетельствует в пользу предположения о первоначальном формировании проводящей среды из нейтральных частиц остаточного газа под действием ионизирующего излучения и частиц.

По-видимому, механизм первоначального быстрого образования плазмы связан с воздействием ультрафиолетового излучения и потока быстрых электронов из области пятна фокусировки на остаточный газ в окрестностях зонда. Фиксируемая скорость II группы регистрируемых зондом частиц позволяет предположить, что указанный сгусток плазмы — это результат амбиполярной диффузии в вакуум в результате пространственного разделения заряда ионов и более подвижных электронов [12]. В пользу данного предположения свидетельствует обнаруженное преобладание потока отрицательно заряженных частиц, т.е. электронов, на переднем фронте указанной группы частиц. Наконец, III группа зарегистрированных частиц — это, по-видимому, результат разлета плазмы из области вблизи пятна фокусировки под действием градиента давления электронов [13].

Оценим степень возможного воздействия экспериментально зафиксированного потока электронов с энергиями ~ 20 – 50 eV на состояние нейтрального остаточного газа. При концентрации и скорости частиц $\sim 10^{17}$ m⁻³ и $\sim 3 \cdot 10^4$ m/s соответственно, и длительности существования потока быстрых электронов в течение времени $\sim 10^{-8}$ s получим интегральную плотность потока $\Phi_e \sim 10^{13}$ m⁻². С учетом сечения взаимодействия $\sigma_e \sim 10^{-19}$ m² [14] электронов с нейтральными молекулами оценка степени ионизации остаточного газа в окрестностях зонда может составить $\Phi_e \sigma_e \sim 10^{-6}$, а концентрация заряженных частиц $\sim 10^{12}$ – 10^{14} m⁻³. При длине свободного пробега электронов ~ 0.1 – 10 m в среде нейтралов и размерах зонда $\sim 10^{-3}$ m ослаблением

потока в окрестностях зонда можно пренебречь. В предположении, что ионы в плазме факела имеют небольшие зарядности порядка единицы, и кулоновские столкновения электронов с ионами происходят в условиях максвелловского распределения электронов по скоростям, длину свободного пробега электронов можно оценить с помощью выражения $\lambda = 4.5 \cdot 10^{11} \cdot T^2 / (nL_K)$ [15], где T — электронная температура в Кельвинах, n — электронная плотность в м⁻³, $L_K \approx 15$ — кулоновский логарифм, λ измеряется в метрах. Нетрудно убедиться, что длина свободного пробега электронов, обусловленная кулоновским взаимодействием, превышает ранее приведенную величину.

Плазма, образованная путем воздействия импульса лазерного излучения наносекундной длительности и интенсивности $q \sim 10^{12}$ – 10^{14} W/m² на твердотельную (или жидкую) мишень, является ярким источником УФ и ВУФ-излучения [16], причем в указанном и актуальном для нас интервале интенсивностей эффективность конверсии энергии лазерного излучения, падающего на мишень, в энергию ВУФ-излучения с энергиями квантов ~ 10 – 30 eV составляет примерно от 10 до 80%. Интенсивность $q \approx 3 \cdot 10^{13}$ W/m² достигалась в наших экспериментах при уровне энергии импульса лазерного излучения около $5 \cdot 10^{-3}$ J. Таким образом, суммарная энергия фотонов, которые способны ионизовать остаточный газ, могла составить порядка 10^{-4} J, а полное число испущенных лазерной плазмой таких фотонов $\sim 10^{14}$. В окрестностях зонда соответственно суммарный поток квантов окажется $\Phi_f \sim 10^{18}$ m⁻². При сечении фотоионизации $\sigma_f \sim 10^{-21}$ m² [17] степень ионизации остаточного газа в окрестностях зонда может составить $\Phi_f \sigma_f \sim 10^{-3}$, а концентрация заряженных частиц $\sim 10^{15}$ – 10^{17} m⁻³, что близко к результатам, полученным экспериментально с помощью зондовой методики. Заметим, что длина свободного пробега фотонов в остаточном газе в окрестностях зонда при этом составляет ~ 10 – 10^3 m.

Таким образом, показано, что существуют, по крайней мере, три механизма формирования проводящей среды в окрестностях металлической мишени, находящейся в среде разреженного газа и подвергающейся воздействию импульса оптического излучения наносекундной длительности и интенсивностью порядка 10^{13} W/m². Причем наиболее быстрый механизм формирования проводящей среды связан с ионизацией остаточного газа и время задержки момента появления проводящей среды составляет несколько наносекунд относительно момента начала воздействия импульса лазерного излучения на мишень.

Разлет лазерной плазмы происходит с нарушением изотропности. Наиболее быстрое распространение плазмы происходит по нормали к поверхности мишени и носит сверхзвуковой характер. С понижением давления остаточного газа возрастает степень анизотропии разлета лазерной плазмы, что проявляется в первую очередь в заметном увеличении различия регистрируемых

температур плазмы, разлетающейся в различных направлениях. Обнаружено убегание электронов повышенных энергий, превышающих среднюю регистрируемую тепловую энергию, преимущественно в направлении, близком к касательной к поверхности мишени. Данное обстоятельство можно связать с воздействием на плазму электрического поля волны лазерного излучения.

Тот факт, что с ростом давления остаточного газа перестают регистрироваться две из трех наблюдаемых групп частиц, а точнее сгустков плазмы, можно объяснить следующим образом. Так как в рамках проводимого эксперимента длина свободного пробега заряженных частиц значительно превышает расстояние от пятна фокусировки до зонда, остается предположить, что всему виной коллективное взаимодействие заряженных частиц в плазме. Действительно, II и III группы частиц распространяются в фоновой плазме, образованной в результате ионизации остаточного газа. II группа частиц движется со скоростью, превышающей среднюю тепловую скорость ионов в фоновой плазме, что должно приводить к раскачиванию колебаний в фоновой плазме, рассеиванию частиц на колебаниях и затуханию потока лазерной плазмы [18]. III группа частиц сама представляет собой плазму, в которой происходят сильные колебания, следовательно, будет происходить рассеяние частиц фоновой плазмы на колебаниях, передача энергии от набегающего плазменного потока фоновой плазме и торможение этого потока. С ростом концентрации заряженных частиц в фоновой плазме процесс торможения лазерной плазмы должен протекать более эффективно, хотя бы в силу возрастания массивности фоновой плазмы. Вероятно, в ходе эксперимента мы наблюдали с ростом давления остаточного газа переход через некий рубеж, за которым непосредственное распространение потока лазерной плазмы на расстояние порядка нескольких миллиметров от пятна фокусировки становилось невозможным и приобретало характер диффузии.

Оценим, возможно ли при интенсивности излучения $\sim 10^{13} \text{ W/m}^2$ на мишени, являющейся катодом вакуумного разрядника, непосредственно импульсом излучения инициировать искровой разряд. Указанная выше интенсивность излучения на мишени совпадает с плотностью потока энергии в центре взрывной эмиссии электронов в катодном пятне [12]. Следовательно, плотность эмиссионного тока в пятне фокусировки может достигать величины, характерной для центров взрывной эмиссии электронов $\sim 10^{12} \text{ A/m}^2$. При площади пятна фокусировки $\sim 10^{-7} \text{ m}^2$, как это было в нашем эксперименте, возможный эмиссионный ток достигнет величины $\sim 10^5 \text{ A}$. Так как использование вакуумного разрядника с лазерным поджигом выглядит заманчивым, в частности, из-за возможности достижения минимальной индуктивности данного элемента электрической цепи, то примем для дальнейшей оценки расстояние между электродами разрядника равным $\sim 10^{-3} \text{ m}$. Напряжение, которое сможет держать такой зазор в вышеуказанном интервале давлений остаточного газа, можно принять

равным $5 \cdot 10^3 \text{ V}$ [19]. Эффективную площадь поверхности, с которой идет эмиссия электронов, с учетом ионизации остаточного газа примем $\sim 10^{-6} - 10^{-4} \text{ m}^2$. Величина достижимой силы тока, согласно закону „трех вторых“ [20], составит $\sim 6 - 600 \text{ A}$. Средняя скорость ускоряемых в электрическом поле свободных электронов, образовавшихся при ионизации остаточного газа, будет равна $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ m/s}$. При давлении остаточного газа в несколько суженном интервале $10^{-1} - 10^0 \text{ Pa}$ достижимый ток пучка свободных электронов, который должен дать старт процессу образования центров взрывной электронной эмиссии, составит $\sim 3 - 30 \text{ A}$. Таким образом, мы можем ответить положительно на поставленный выше вопрос, т. е. по крайней мере при давлении остаточного газа в диапазоне $10^{-1} - 10^0 \text{ Pa}$ импульсом излучения интенсивностью $\sim 10^{13} \text{ W/m}^2$ на катоде вакуумного разрядника возможно непосредственно, т. е. без промежуточных стадий, например, в виде тлеющего разряда с временем задержки в несколько наносекунд инициировать образование центров взрывной электронной эмиссии и искровой разряд [21] в промежутке протяженностью $\sim 10^{-3} \text{ m}$. Отметим, что использование эффекта оптического пробоя в газе высокого давления потребует интенсивности излучения твердотельного лазера большей на два порядка величины [22].

Заключение

Исследование физических процессов, сопровождающих генерацию лазерной плазмы в присутствии разреженной газовой среды при уровне интенсивности излучения на мишени порядка 10^{13} W/m^2 и продолжительности облучения в наносекундном диапазоне, дало следующие результаты. При давлении остаточного газа на уровне $10^{-1} - 10^0 \text{ Pa}$ оказалось возможным реализовать быстрый продолжительностью несколько наносекунд механизм образования проводящей среды, связанный в основном с ионизацией остаточного газа излучением лазерной плазмы. Оценки показывают, что подобным образом возможно не только осуществить коммутацию короткого промежутка, но и непосредственно, т. е. без промежуточных стадий, инициировать искровой разряд при начальном напряжении в несколько киловольт.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Давыдов С.Г., Долгов А.Н., Козловская Т.И., Реватов О.В., Селезнев В.П., Якубов Р.Х. // Прикладная физика. 2014. № 6. С. 32–35.
- [2] Fuukushi I., Watanabe V., Hotta E., Okino A., Ko K.-Ch. // Proc.19th Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Xi'an, 2000. P. 511–514.

- [3] *Fei G., Shixiu Ch., Kun Ch.* et al. // High Pow. Las. Part. Beam. 2012. Vol. 24. N 4. P. 847–850.
- [4] *Paperny V.L., Romanov I.V., Korobkin Yu.V., Kiselev N.G.* // Proc. XXV Int. Symp. On Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Tomsk, 2012. P. 266–268.
- [5] *Minfu Liao, Wehao Li, Xiongying Duan, Jiyan Zou, Haoyong Gong.* A new type of laser triggered multistage gas-vacuum mixed switch // Proc. 2nd Int. Conf. on Electric Power Equipment. Matsue-2013. P. 1–4.
- [6] *Mao X., He Zh., Wang Y.* et al. // IEEE Tr. Plasma Sci. 2014. Vol. 42. N 11. P. 3592–3597.
- [7] *Козлов О.В.* Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969. 291 с.
- [8] *Чен Ф.* Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М.: Мир, 1967. 515 с.
- [9] *Nold B., Ribeiro T.T., Ramisch M., Huang Z., Muller H.W., Scott B.D., Stroth U.* // New J. Phys. 2012. Vol. 14. P. 063022.
- [10] *Шотт Л.* Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971. 552 с.
- [11] *Ерохин А.А., Кишинец А.С., Коробкин Ю.В., Романов И.В., Романова В.М., Рупасов А.А., Шиканов А.С.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. Вып. 6. С. 1151–1158.
- [12] *Месяц Г.А.* Эктонны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Мир, 2000. 424 с.
- [13] *Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Шмелев Д.Л.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. Вып. 5 (11). С. 1227–1236.
- [14] *Раховский В.И.* Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970. 536 с.
- [15] *Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 320 с.
- [16] *Амбарцумян Р.В., Басов Н.Г., Бойко В.А., Зув В.С., Крохин О.Н., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Стойлов Ю.Ю.* // ЖЭТФ. 1965. Т. 46. Вып. 6. С. 1583–1587.
- [17] *Арифов Т.У., Аскаръян Г.А., Тарасова Н.М.* // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 8. Вып. 3. С. 128–132.
- [18] *Кролл Н., Трайвеллис А.* Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975. 52 с.
- [19] *Сливков И.Н.* Электроизоляция и разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.
- [20] *Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В.* Основы физических процессов в плазме и плазменных установках / Под ред. В.А. Курнаева. М.: МИФИ, 2007. 368 с.
- [21] *Месяц Г.А.* Взрывная электронная эмиссия. М.: Физматлит, 2011. 280 с.
- [22] *Райзер Ю.П.* // Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.