
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА

УДК 533.9

**ДИНАМИКА РАЗВИТИЯ РАЗРЯДА
В ОДНОРОДНОМ ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ,
ИНИЦИИРОВАННОГО ПЛАЗМЕННЫМ ФИЛАМЕНТОМ,
СОЗДАВАЕМЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ**

© 2023 г. Н. А. Богатов^{a,*}, А. Н. Степанов^a

^a Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

*e-mail: bogatov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 11.10.2022 г.

После доработки 10.11.2022 г.

Принята к публикации 19.11.2022 г.

Проведено экспериментальное исследование динамики разряда в постоянном квазиоднородном электрическом поле, инициированного плазменным филаментом, создаваемым фемтосекундным лазерным импульсом. Измерено время развития инициированного разряда (время задержки возникновения разряда относительно лазерного импульса) в зависимости от напряженности постоянного электрического поля в плазменном филаменте и проведено сравнение этой экспериментальной зависимости с результатами численного расчета разрядного процесса в филаменте.

Ключевые слова: фемтосекундный лазерный импульс, плазменный филамент, инициированный разряд

DOI: 10.31857/S036729212260128X, **EDN:** NQMZQB

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменные каналы или нити, часто в научной литературе называемые как филаменты (от английского filament), создаваемые фемтосекундными лазерными импульсами в атмосфере, в настоящее время представляются перспективным средством управления высоковольтными разрядами, в том числе молниями [1–3]. Возможны два подхода к построению системы лазерной молниезащиты с использованием плазменных филаментов. Один из них предполагает перехват лидеров молний, спонтанно сформированных в грозовом облаке и движущихся к земле, и направление их по лазерному каналу в молниеотвод. Второй подход предполагает инициирование плазменными филаментами биполярных лидеров вблизи грозового облака и инициирование ими лидеров молний из облака, которые также направляются по лазерному пучку в молниеотвод. В первом случае от лазерного филамента требуется лишь способность направлять лидерный разряд, но для перехвата спонтанного лидера филамент должен генерироваться вблизи головки лидера, на расстоянии максимум в несколько десятков метров, а возможно и гораздо меньше (исследования, проведенных к настоящему времени недостаточно, чтобы более точно указать эту дистанцию). Время, за которое необходимо определить

положение головки лидера молнии в пространстве и перестроить направляющую лазерное излучение систему, составляет порядка 10 мкс. Это, по-видимому, непростая техническая задача. Во втором подходе не требуется так быстро и точно ориентировать лазерный луч в пространстве, можно механически наводить лазер на разные участки грозового облака и обстреливать их лазерными импульсами, вызывая молниевые разряды и, тем самым, понижая потенциал облака и способность его генерировать спонтанные молнии. Но лазерный филамент в этом методе должен эффективно инициировать лидерные разряды в типичном для грозового облака поле 1–2 кВ/см, которое на порядок меньше пробойной величины напряженности электрического поля для пробоя атмосферы, и затем направлять эти разряды в молниеотвод. В соответствии с этими задачами уже несколько десятков лет ведутся исследования как возможности перехвата и направления лидерных разрядов лазерными импульсами [4–20], так и возможности инициирования ими разряда в постоянном электрическом поле [7, 8, 11, 12, 15, 21, 22]. В работах [7, 22] было обнаружено снижение напряжения зажигания разряда в однородном электрическом поле плоского газоразрядного промежутка при инициировании разряда фемтосекундными лазерными импульсами.

Разряд развивался строго вдоль лазерного филамента с некоторой задержкой по времени относительно лазерного импульса, при этом эта задержка намного превышала время рекомбинационного распада плазмы лазерного филамента [23]. В работе [7] был предложен механизм развития инициированного разряда, состоящий в том, что в плазменном филаменте под действием постоянного электрического поля газоразрядного промежутка течет электрический ток, который нагревает газ в филаменте. Затем, уже после распада плазмы в филаменте, нагретый газ расширяется, образуя канал с пониженной плотностью газа, в котором параметр приведенного поля (отношение напряженности электрического поля к плотности газа) достигает пробойной величины, и тогда в канале развивается самостоятельный разряд. В работе [22] была измерена зависимость времени задержки инициированного разряда от напряжения на электродах плоского промежутка. Это время резко уменьшалось при увеличении напряжения на электродах. Численное моделирование динамики плазменной нити в постоянном электрическом поле, выполненное в работе [22], также демонстрирует резкую зависимость времени развития разряда от напряженности электрического поля в нити. Количественное сравнение результатов расчета с экспериментальными данными в работе [22] было затруднено неоднозначностью определения электрического поля в плазменной нити, которая изначально находится в неоднородном внешнем поле, возмущенном отверстиями в электродах, и не замкнута на электроды. В настоящей работе по совокупности измерений времени развития разряда при разных напряжениях на электродах и расстояниях между электродами определена зависимость времени развития разряда от напряженности электрического поля в плазменном канале и проведено сравнение этих экспериментальных данных с результатами расчетов [22, 24].

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Однородное постоянное электрическое поле создавалось между двумя дисковыми электродами диаметром 200 мм и толщиной 10 мм. На один из электродов через балластное сопротивление 500 МОм подавалось напряжение от регулируемого с шагом 100 В источника высокого напряжения 0–130 кВ. Потенциал второго электрода был равен потенциалу земли. При напряжении более 60 кВ на балластном сопротивлении возникала корона, поэтому в экспериментах мы использовали только диапазон напряжений до 60 кВ. Вследствие использования высокоомного балластного сопротивления в формировании разряда принимал участие только заряд ем-

кости высоковольтного электрода относительно земли, что позволяло по известной емкости между высоковольтным электродом и землей и по регистрируемому току разряда определять изменение напряжения в процессе разряда. Высокоомное балластное сопротивление, кроме того, сильно ограничивая энергию искры, уменьшало наводку на схему синхронизации лазерной системы, ограничивало нагрев тонкопленочного измерительного шунта и предохраняло электроды от повреждений искровым разрядом. Расстояние между электродами в данных экспериментах изменялось в диапазоне 4–60 мм. В центрах дисковых электродов имелись отверстия с закругленными краями диаметром 3 мм, через которые проходил лазерный пучок. Центральная секция низковольтного электрода, представлявшая собой цилиндр с внешним диаметром 4 мм (внутренний диаметр 3 мм), была изолирована от основной части электрода и замыкалась на нее через цилиндрический безындукционный шунт $R_{ш}$, имевший сопротивление 0.1 Ом. Временное разрешение измеряемого импульса тока в шунте составляло 0.1 нс. Ток, протекающий по филаменту, и ток инициированного разряда регистрировались по напряжению на шунте с помощью осциллографа с полосой пропускания 500 МГц.

Лазерные импульсы генерировались фемтосекундной лазерной системой на кристаллах Ti:Sa [24]. Длина волны лазерного излучения составляла около 800 нм, длительность импульсов 70 фс, энергия в импульсе (5–10) мДж. Лазерное излучение фокусировалось сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 86 см таким образом, чтобы плазменный канал филамента пересекал весь газоразрядный промежуток. Скоростная фоторегистрация динамики инициированного разряда производилась с помощью стрик-камеры (модель K008M, фирма ЗАО “Компания БИФО”) по излучению разряда в видимом диапазоне длин волн. Эксперименты проводились в атмосферном лабораторном воздухе (температура 20°C, давление 750 Торр).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В отсутствие лазерного излучения пробой газоразрядного промежутка происходил при напряжении, соответствующем известной зависимости пробойного напряжения плоского промежутка от расстояния между электродами [26]. Возникающий искровой канал спонтанного пробоя имел характерную извилистость. Положение искрового канала в плоскости электродов было случайным, что указывает на отсутствие влияния отверстий в электродах на формирование разряда. При подаче в промежуток лазерного излучения и генерации плазменного филамента, пересекающего промежуток, напряжение зажигания

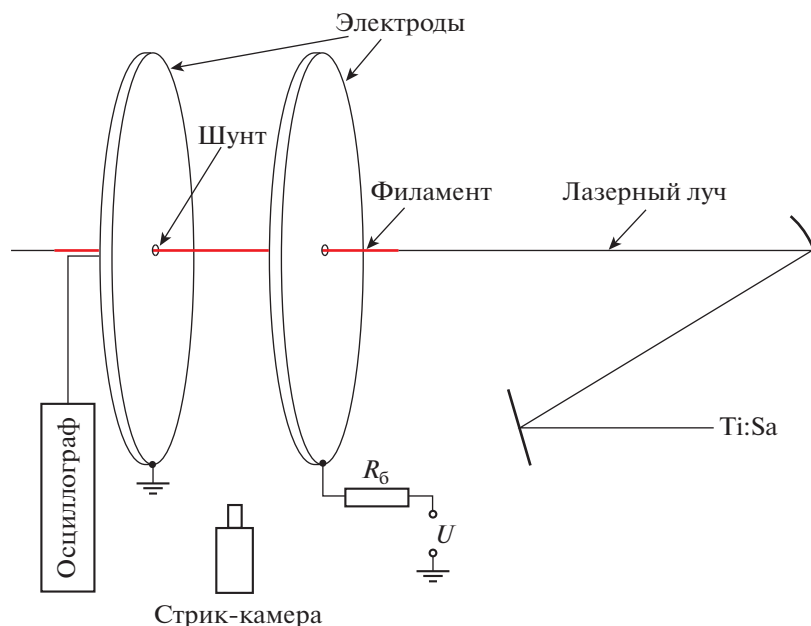


Рис. 1. Схема эксперимента.

разряда сильно уменьшалось, и канал разряда был строго прямолинеен и совпадал с каналом филамента (рис. 2). Момент пробоя регистрировался по резкому нарастанию тока в разрядной цепи. Иницированный пробой наступает через некоторое время t_p (время развития иницированного разряда) после лазерного импульса.

На рис. 3 приведены результаты измерения времени развития иницированного разряда t_p в зависимости от напряжения на электродах U при разном расстоянии между электродами L для двух серий экспериментов: в одной из них расстояние между электродами менялось в диапазоне 4–30 мм, а в другой — в диапазоне 20–60 мм.

По этим данным были построены зависимости напряжения иницированного электрического пробоя U от междуэлектродного расстояния L при заданной величине времени развития разряда t_p (рис. 4). Эти зависимости оказались линейными, что можно интерпретировать как постоянство (независимость от длины канала) величины электрического поля вдоль лазерного плазменного канала, необходимой для развития пробоя в канале в течение заданного промежутка времени, и неизменность напряжения, падающего на отрезках искрового канала, замыкающих филамент на электроды.

Действительно, в момент генерации лазерным импульсом плазменного канала постоянное электрическое поле вблизи отверстий в электродах неоднородно, кроме того, изначально отсутствует замыкание канала на электроды. Однако сравнительно быстро плазменный канал поляризуется

(оценка времени поляризации лазерного плазменного канала длиной 1 см дает величину около 0.1 нс), и на воздушных зазорах между филаментом и электродами возникает перенапряжение. Время пробоя зазоров между плазменным каналом и электродами внутри отверстий при большом перенапряжении также имеет порядок 0.1 нс. Вслед за замыканием канала на электроды в нем опять происходит перераспределение заряда за время ~ 0.1 нс. В результате устанавливается распределение заряда и поля вдоль замкнутого теперь на электроды плазменного канала, соответствующее квазистационарному току в нем. При этом на прямолинейном и однородном от-

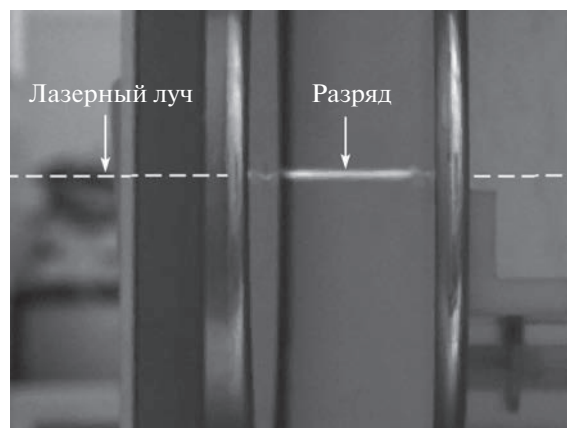


Рис. 2. Фотография иницированного лазерным филаментом разряда.

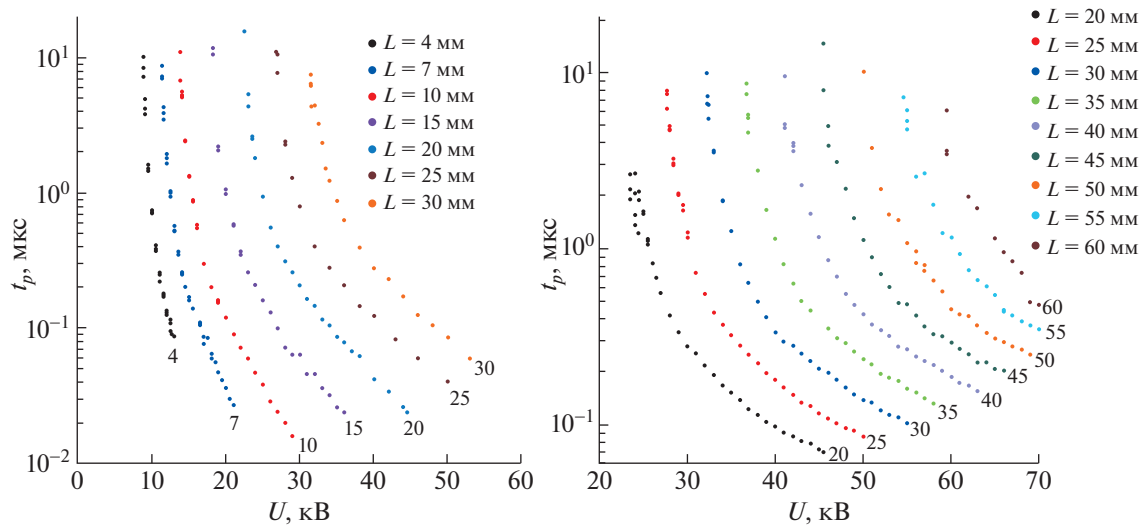


Рис. 3. Время развития инициированного разряда t_p в зависимости от напряжения на электродах (две серии экспериментов). Числа на рисунках обозначают расстояние между электродами L .

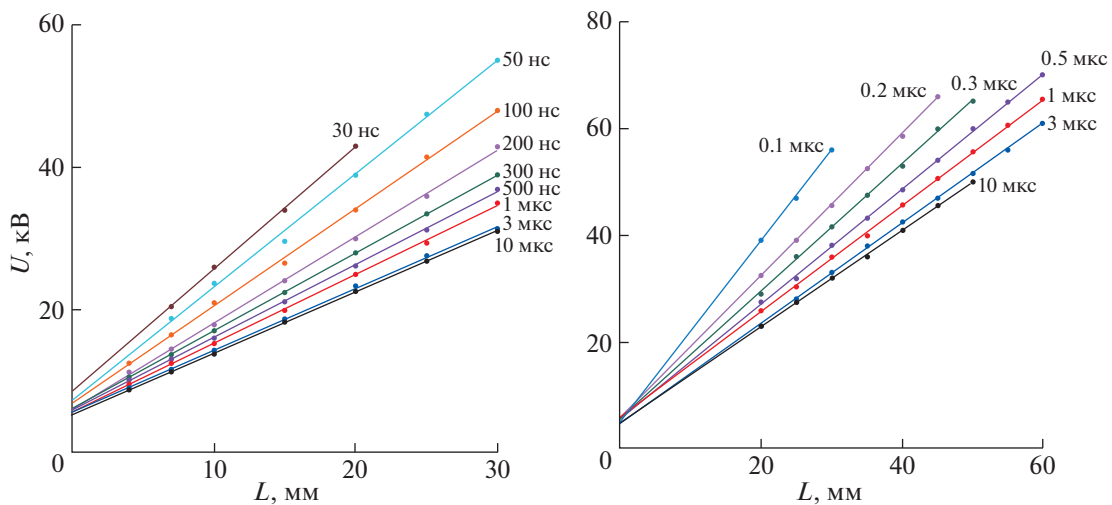


Рис. 4. Зависимость напряжения между электродами E , при котором инициированный разряд развивается за время t_p , от расстояния L между электродами при разных величинах t_p . Значения t_p указаны на рисунках рядом с соответствующими линиями. Две серии экспериментов: левые графики — расстояние между электродами менялось в диапазоне (4–30) мм, правые графики — расстояние между электродами менялось в диапазоне (20–60) мм.

резке плазменного канала, созданного лазером, поле будет также однородно. Процесс развития разряда в однородном электрическом поле и однородном по длине плазменном канале будет происходить также однородно по длине канала и определяться величиной электрического поля. Одинаковые условия процесса развития разряда в филаментах разной длины будут создаваться, если падения напряжения на филаментах пропорциональны их длине. Одинаковость развития разряда в филаментах разной длины означает и оди-

наковость динамики полного тока, функцией которого является падение напряжения на отрезках искрового канала, замыкающих филамент на электроды. Таким образом, при одинаковых условиях развития разряда в плазменном канале филамента, зависимость напряжения на электродах от длины канала должна быть линейной. При этом величина электрического поля в канале определяется из экспериментальных данных по наклону dU/dL . Полученные таким способом из данных рис. 4 зависимости времени развития раз-

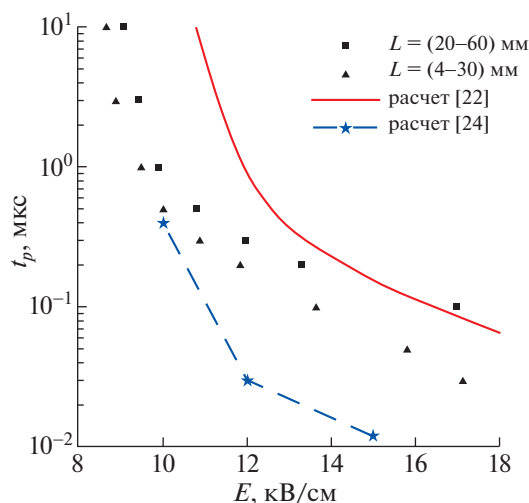


Рис. 5. Зависимость времени развития инициированного разряда t_p от напряженности электрического поля E в канале разряда. Квадратами и кружками показаны экспериментальные данные двух серий экспериментов. Линией показан результат расчета в работе [22], а звездочками — результат расчета в работе [24].

ряда t_p от напряженности постоянного электрического поля E приведены на рис. 5. Там же показаны и результаты численных расчетов из работ [22, 24].

Пространственно-временные развертки инициированного разряда также свидетельствуют об однородном вдоль канала филамента развитии разряда (рис. 6), — яркость свечения канала в каждый момент времени приблизительно постоянна вдоль канала (небольшой наклон канала относительно вертикальной оси на рис. 6 связан с неточностью положения стрик-камеры, которая не была замечена во время экспериментов).

На рис. 7а приведена характерная осциллограмма тока в инициированном разряде. Там же показано соответствующее напряжение на электродах, найденное по току разряда и измеренной величине емкости высоковольтного электрода относительно заземленного электрода (напомним, что ток через балластное сопротивление от источника напряжения во время разряда много меньше тока разряда). Экспоненциальное нарастание тока на переднем фронте импульса тока разряда происходит при слабо меняющемся напряжении на разряде, а значит и поля в канале разряда. На рис. 7б показано изменение проводимости канала разряда, величина которой рассчитывалась по отношению тока к напряжению. Характерное время нарастания проводимости в канале разряда составляло ~ 1.5 нс. Этот параметр может быть полезен при тестировании числен-

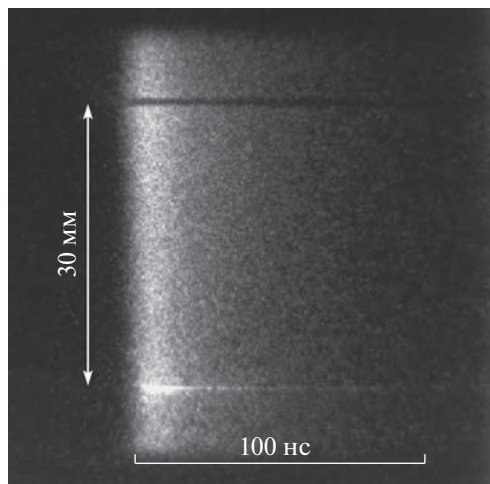


Рис. 6. Пространственно-временная развертка свечения инициированного разряда. Расстояние между электродами $L = 30$ мм, напряжение между электродами $U = 40$ кВ.

ных моделей разряда, инициированного лазерным филаментом.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерений времени развития разряда t_p , полученные в двух сериях экспериментов, отличаются довольно существенно, — в 2–3 раза, что, по-видимому, связано с разными условиями генерации лазерного плазменного филамента, и обусловленными, прежде всего, вариациями интенсивности лазерного излучения. Это различие можно рассматривать как характеристику погрешности экспериментальной зависимости $t_p(E)$.

Минимальная величина напряженности постоянного электрического поля, при которой была возможна инициация разряда, как видно из рис. 5, приблизительно равна 9 кВ/см, что приблизительно в 3 раза меньше порога электрического пробоя нормальной атмосферы.

Как видно из рис. 5, расчетная зависимость $t_p(E)$, полученная в работе [22], приближается к экспериментальным данным в области больших E и малых t_p , но превышает экспериментальную зависимость более, чем на порядок в области малых E и больших t_p . Расчетная зависимость $t_p(E)$, найденная в работе [24], напротив, близка к экспериментальной в области малых E и больших t_p , но более, чем на порядок меньше экспериментальных данных в области больших E и малых t_p . Особенно существенно отличие теоретических и экспериментальных результатов в области значений напряженности электрического поля 9–

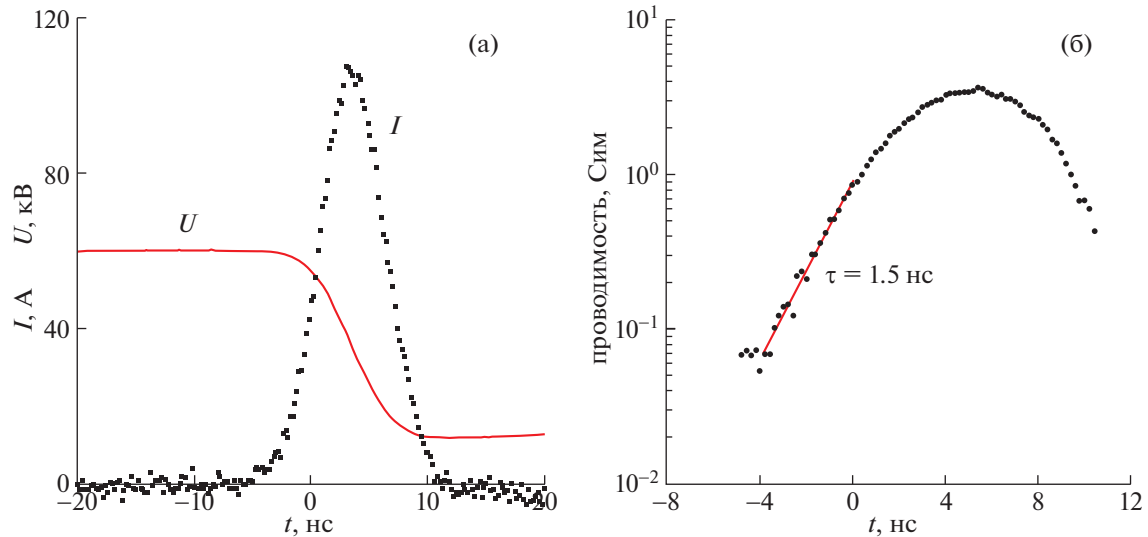


Рис. 7. а) — Осциллограмма тока инициированного разряда (точки) и зависимость напряжения от времени, найденная по величине разряда известной емкости между электродами (красная линия); б) — изменение проводимости канала (равной I/U) инициированного разряда во времени. $L = 50$ мм, $U = 60$ кВ, емкость высоковольтного электрода относительно земли 15.4 пФ.

10 кВ/см, близких к минимально возможным для инициации разряда. Расчеты показывают, что минимальная величина напряженности постоянного электрического поля, при которой возможна инициация, составляет около 10 кВ/см. Различие теоретической и экспериментальной величины минимального поля нельзя объяснить погрешностью эксперимента, потому что погрешность измерения поля в филаменте, определяемая погрешностью линейной аппроксимации экспериментальных зависимостей $U(L)$, была менее 1%.

В расчетах [22] использовались константы ионизации и возбуждения молекул электронным ударом, полученные для разрядов в нормальной атмосфере с концентрацией электронов $\lesssim 10^{14}$ см $^{-3}$, когда функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) определяется только столкновениями с тяжелыми частицами плазмы, а электрон-электронными столкновениями можно пренебречь. При концентрации плазмы $\gtrsim 10^{16}$ см $^{-3}$, характерной для лазерного филамента, электрон-электронные столкновения уже существенно влияют на ФРЭЭ [24], увеличивая высокоэнергичную ее часть, что влечет увеличение констант ионизации и возбуждения и, соответственно, более быстрое развитие разряда. Этот фактор нам представляется основной причиной расхождения результатов расчета [22] с экспериментальными данными. Начальная концентрация электронов в филаменте в условиях, близких к условиям нашего эксперимента, была измерена в [23], и она составила величину около 0.9×10^{17} см $^{-3}$.

Результат расчета [24], показанный на рис. 5, был получен при условии, что в начальный для развития инициированного разряда момент времени, средняя энергия электронов в созданном лазерным импульсом плазменном филаменте была равна 10 эВ. На самом деле средняя энергия электронов должна быть меньше. Максимальная энергия электронов, освобождающихся при фотоионизации (многофотонной или туннельной) атомов и молекул в лазерном поле, не превышает $3.17U_p$ [27] (где $U_p = 9.33 \times I [10^{14} \text{ Вт/см}^2] \times \lambda_{\text{мкм}}^2$ — пондеромоторная энергия, I и λ — интенсивность и длина волны лазерного излучения), поэтому средняя энергия электронов должна быть $\lesssim 3U_p$. В лазерном филаменте интенсивность излучения устанавливается такой, чтобы был баланс между фокусирующим действием на лазерное излучение молекул воздуха и дефокусирующим действием электронов плазмы (clamping intensity) [28], для длины волны $\lambda = 0.8$ мкм эта интенсивность равна $I \approx 2 \times 10^{13}$ Вт/см 2 [28]. Тогда пондеромоторная энергия в филаменте ≈ 1.2 эВ, поэтому средняя энергия фотоэлектронов не может быть больше 3.5 эВ. Расчетное в работе [24] время развития разряда увеличивается с уменьшением начальной энергии электронов, в диапазоне энергий 2–10 эВ оно меняется по экспоненциальному закону $\approx \exp(-0.15U_p)$ (см. рис. 9 в [24]), поэтому значение t_p ($E = 10$ кВ/см) в расчете [24] должно быть в три раза больше, чем на рис. 5. Величина t_p при других значениях поля (отличных от 10 кВ/см)

также должны быть больше, чем показано звездочками на рис. 5 (хотя и не понятно насколько, потому что зависимости t_p от начальной энергии электронов при других значениях поля E в работе [24] не приведены), что делает соответствие результатов расчета [24] и нашего эксперимента лучше.

Характерное время газодинамического расширения канала филамента при нагреве газа в нем, равное времени пробега звуком расстояния, равного радиусу филамента, для филамента диаметром 100 мкм составляет около 0.15 мкс. Как видно из рис. 5, при напряженности поля ≥ 14 кВ/см время развития разряда $t_p \leq 0.1$ мкс, что указывает на наличие иного механизма инициации, чем предложенный в [7] механизм, основанный на нагреве и расширении газа в филаменте. К такому же выводу пришли и авторы [24] на основании численного расчета.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе экспериментально исследовано возникновение электрического разряда в воздухе при нормальных условиях, инициированного плазменным филаментом, формируемым фемтосекундным лазерным импульсом между плоскими металлическими электродами. Определена зависимость времени развития инициированного лазерным филаментом разряда от величины постоянного электрического поля в канале филамента. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами численных расчетов, также выполняемых при заданном электрическом поле в филаменте. Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей, полученных в [22, 24] показало, что необходимо совершенствование теоретических моделей для более точного описания параметров развития инициированного разряда, полученных в эксперименте.

Работа поддержана НЦМУ “Центр фотоники”, при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Houard A., Walch P., Produit T., Moreno V., Mahieu B., Sunjerga A., Herkommer C., Mostajabi A., Andral U., André Y.-B., Lozano M., Bizet L., Schroeder M.C., Schimmel G., Moret M., Stanley M., Rison W.A., Maurice O., Esmiller B., Michel K., Haas W., Metzger T., Rubinstein M., Rachidi F., Cooray V., Mysyrowicz A., Kasparian J., Wolf J.-P., arXiv:2207.03769 [physics.optics], (2022), <https://doi.org/10.48550/arXiv.2207.03769>
2. Produit T., Walch P., Herkommer C., Mostajabi A., Moret M., Andral U., Sunjerga A., Azadifar M., André Y.-B., Mahieu B., Haas W., Esmiller B., Fournier G., Krotz P., Metzger T., Michel K., Mysyrowicz A., Rubinstein M., Rachidi F., Kasparian J., Wolf J.-P., Houard A. // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2020. V. 92. 30501. <https://doi.org/10.1051/epjap/2020200243>
3. Kasparian J., Ackermann R., Andre Y.-B., Mechain G., Mejean G., Prade B., Rohwetter P., Salmon E., Stelmaszczyk K., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P. // Optics Express. 2008. V. 16. № 8. P. 5757. <https://doi.org/10.1364/OE.16.005757>
4. Comtois D., Chien C.-Y., Desparois A., Genin F., Jarry G., Johnston T.W., Kieffer J.-C., La Fontaine B., Martin F., Mawassi R., Pepin H., Rizk F.A.M., Vidal F. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. P. 819. <https://doi.org/10.1063/1.125595>
5. La Fontaine B., Comtois D., Chien C.-Y., Desparois A., Genin F., Jarry G., Johnston T., Kieffer J.-C., Martin F., Mawassi R., Pepin H., Rizk F.A.M., Vidal F. // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. P. 610. <https://doi.org/10.1063/1.373710>
6. Pépin H., Comtois D., Vidal F., Chien C.-Y., Desparois A., Johnston T.W., Kieffer J.-C., La Fontaine B., Martin F., Rizk F.A.M., Potvin C., Couture P., Mercure H.P., Bon-diou-Clergerie A., Lalande P., Gallimberti I. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 2532. <https://doi.org/10.1063/1.1342230>
7. Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A. // Phys. Rev. 2001. E 64. 57401. <https://doi.org/10.1103/PHYSREVE.64.057401>
8. Rodriguez M., Sauerbrey R., Wille H., Wöste L., Fujii T., André Y.-B., Mysyrowicz A., Klingbeil L., Rethmeier K., Kalkner W., Kasparian J., Salmon E., Yu J., Wolf J.-P. // Opt. Lett. 2002. V. 27. P. 772. <https://doi.org/10.1063/1.1829165>
9. Ackermann R., Stelmaszczyk K., Rohwetter P., Méjean G., Salmon E., Yu J., Kasparian J., Méchain G., Bergmann V., Schaper S., Weise B., Kumm T., Rethmeier K., Kalkner W., Wöste L., Wolf J.-P. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85 (23). P. 5781. <https://doi.org/10.1063/1.1829165>
10. Ackermann R., Méchain G., Méjean G., Bourayou R., Rodriguez M., Stelmaszczyk K., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Tzortzakis S., Andre Y.-B., Bourrillon J.-F., Tamin L., Cascelli J.-P., Campo C., Davoise C., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P. // Appl. Phys. 2006. B 82. P. 561. <https://doi.org/10.1007/S00340-005-2061-5>
11. Méjean G., Ackermann R., Kasparian J., Salmon E., Yu J., Wolf J.-P., Rethmeier K., Kalkner W., Rohwetter P., Stelmaszczyk K., Wöste L. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. 021101. <https://doi.org/10.1063/1.2162430>
12. Fujii T., Miki M., Goto N., Zhidkov A., Fukuchi T., Oishi Y., Nemoto K. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. 013107. <https://doi.org/10.1063/1.2830647>
13. Zhang Z., Lu X., Liang W.-X., Hao Z.-Q., Zhou M.-L., Wang Z.-H., Liu X., Zhang J. // Optics Express. 2009. V. 17. № 5. 3461. <https://doi.org/10.1364/OE.17.003461>

14. *Liu X., Xin Lu, Zhang Z., Liu X.-L., Ma J.-L., Zhang J.* // Optics Communications. 2011. V. 284.5372.
<https://doi.org/10.1016/J.OPTCOM.2011.07.058>
15. *Forestier B., Houard A., Revel I., Durand M., Andre Y.B., Prade B., Jarnac A., Carbonnel J., Le Neve M., Miscault J.C., Esmiller B., Chapuis D., Mysyrowicz A.* // AIP Advances. 2012. V. 2.012151.
<https://doi.org/10.1063/1.3690961>
16. *Ionin A.A., Kudryashov S.I., Levchenko A.O., Seleznev L.V., Shutov A.V., Sinitsyn D.V., Smetanin I.V., Ustinovsky N.N., Zvorykin V.D.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. 104105.
<https://doi.org/10.1063/1.3691918>
17. *Leonov S.B., Firsov A.A., Shurupov M.A., Michael J.B., Shneider M.N., Miles R.B., Popov N.A.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19.123502.
<https://doi.org/10.1063/1.4769261>
18. *Henriksson M., Daigle J.-F., Théberge F., Châteauneuf M., Dubois J.* // Optics Express. 2012. V. 20. 12.12721.
<https://doi.org/10.1364/OE.20.012721>
19. *Arantchouk L., Point G., Brelet Y., Prade B., Carbonnel J., Yves-Bernard Andre, Andre Mysyrowicz, Aurelien Houard* // J. Appl. Phys. 2014. V. 116.013303.
<https://doi.org/10.1063/1.4886582>
20. *Théberge F., Daigle J.-F., Kieffer J.-C., Vidal F., Châteauneuf M.*, Scientific Reports. 2017. V. 7 (1). 40063.
<https://doi.org/10.1038/srep40063>
21. *Desparois A., La Fontaine B., Bondiou-Clergerie A., Chien C.-Y., Comtois D., Johnston T.W., Kieffer J.-C., Mercure H.P., Pépin H., Rizk F.A.M., Vidal F.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2000. V. 28. 5.
<https://doi.org/10.1109/27.901264>
22. *Александров Н.Л., Базелян Э.М., Богатов Н.А., Киселев М.А., Степанов А.Н.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 11. С. 1.
23. *Bodrov S., Aleksandrov N., Tsarev M., Murzanev A., Kochetov I., Stepanov A.* // Phys. Rev. 2013. E 87. 053101.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.87.053101>
24. *Petrova Tz.B., Ladouceur H.D., and Baronavski A.P.* // Physics of Plasmas. 2008. V. 15. 053501.
<https://doi.org/10.1063/1.2907787>
25. *Степанов А.Н., Бабин А.А., Киселев А.М., Сергеев А.М.* // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 7. С. 623.
26. *Мик Дж., Крэгс Дж.*, Электрический пробой в газах. М.: Иностранная литература, 1960.
27. *Corkum P.B.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 13.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.1994>
28. *Couairon A., Mysyrowicz A.* // Physics Reports. 2007. 441. P. 47.
<https://doi.org/10.1016/J.PHYSREP.2006.12.00>