

## ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАКУУМНОГО РАЗРЯДНИКА С ЛАЗЕРНЫМ ПОДЖИГОМ

© 2019 г. С. Г. Давыдов<sup>а</sup>, А. Н. Долгов<sup>а</sup>, А. С. Каторов<sup>а,\*</sup>,  
В. О. Ревазов<sup>а</sup>, Р. Х. Якубов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> ВНИИ автоматики им. Н.Л. Духова  
Россия, 127055, Москва, ул. Сущёвская, 22

\*e-mail: katorovalexey@mail.ru

Поступила в редакцию 14.05.2019 г.

После доработки 24.05.2019 г.

Принята к публикации 03.06.2019 г.

Проведено исследование процесса коммутации вакуумного разрядника, поджигаемого излучением импульсного твердотельного лазера, работающего в режиме модулированной добротности. Продемонстрирован характер зависимости времени задержки срабатывания от энергии поджигающего импульса лазерного излучения и термодинамических характеристик материала мишени. На основе полученных экспериментальных данных выдвинуто предположение о том, что под действием импульса лазерного излучения в продуктах эрозии электродов зажигается первоначально тлеющий разряд, который в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости испытывает контракцию токового канала и переходит в дуговой.

DOI: 10.1134/S0032816219060053

В качестве основного преимущества вакуумных разрядников с лазерным управлением обычно рассматривается полная гальваническая развязка электрической цепи поджига и коммутируемой цепи [1]. Быстрый прогресс в миниатюризации оптических квантовых генераторов большой мощности позволяет надеяться, что будут обнаружены и другие преимущества разрядников, поджиг которых осуществляется излучением лазера.

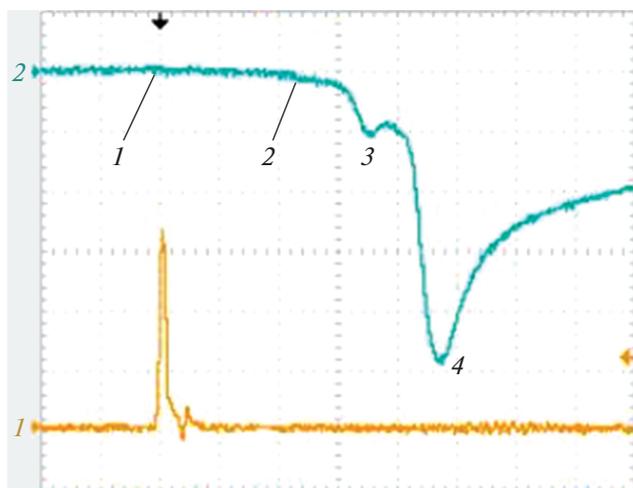
Разрядное устройство размещалось в стеклянной вакуумной оболочке, которая откачивалась до давления остаточного газа не выше  $10^{-1}$  Па. Откачка проводилась следующим образом. На начальном этапе оболочка присоединялась через азотную ловушку к тракту форвакуумного насоса. Затем включался миниатюрный магнитно-разрядный насос, постоянно подсоединенный к оболочке, и оболочка отсоединялась от тракта форвакуумного насоса. Магнитно-разрядный насос откачивал оболочку до рабочего вакуума и в дальнейшем его поддерживал. Таким образом, можно считать вакуум внутри оболочки “безмасляным” и соответственно заранее обезжиренные поверхности деталей разрядника лишеными поверхностных загрязнений.

Плоский катод-мишень, имеющий форму диска  $\varnothing 6$  мм, находился под нулевым потенциалом относительно шины заземления. Анод, выполненный из алюминия, имел форму плоского кольца внутренним  $\varnothing 3$  мм и внешним  $\varnothing 6$  мм, коак-

сиального катоду, и перед срабатыванием разрядника имел положительный потенциал 3 кВ. Расстояние между электродами — 1 мм. Коммутируемая разрядным устройством цепь состояла из последовательно включенных конденсатора емкостью 2 нФ, катушки индуктивностью  $\sim 2$  мкГн и набора резисторов общим сопротивлением 30 Ом. Амплитуда тока в цепи достигала 100 А. Длительность фронта импульса тока составляла порядка 100 нс, скорость нарастания тока  $dI/dt = (1-2) \cdot 10^9$  А/с.

Излучение лазера фокусировалось на поверхности катода сквозь стенку вакуумной оболочки таким образом, что пучок излучения без потерь проходил сквозь отверстие в центре анода. Источник излучения — импульсный твердотельный лазер ЛГИ-60 в режиме модулированной добротности — генерировал излучение с длиной волны 1.06 мкм и длительностью 20 нс по основанию (10 нс на полувысоте). Диаметр пятна фокусировки на мишени составлял 0.8 мм.

Набор поглощающих фильтров позволял изменять энергию лазерного излучения, падающего на мишень, в пределах нескольких порядков величины  $E_{LP} = 2 \cdot 10^{-6} - 2 \cdot 10^{-3}$  Дж. При этом средняя интенсивность лазерного излучения на поверхности катода в пределах пятна фокусировки менялась в пределах  $q = 3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. В столь широком диапазоне значений интенсивности воздействующего на мишень излучения

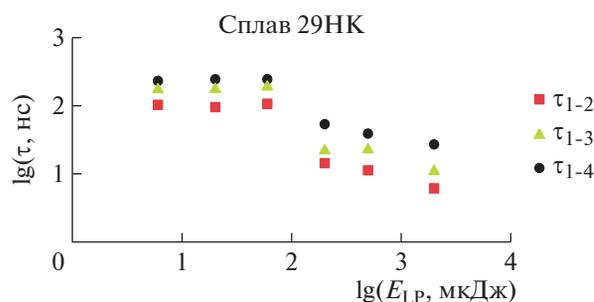


**Рис. 1.** Характерные осциллограммы процесса коммутации тока с указанием выделенных точек на осциллограмме: 1 – старт лазерного импульса; 2 – момент появления в разрядной цепи заметного тока, заметного по величине при сравнении с амплитудным значением; 3 – особенность на осциллограмме тока; 4 – момент достижения максимума тока в контуре. Развертка – 50 нс/деление. Материал катода – графит. Энергия поджигающего лазерного импульса  $E_{LP} = 20$  мкДж.

возможен широкий круг физических явлений и процессов: от плавления и испарения до ионизации паров и поглощения падающего излучения плазмой [2].

В ходе экспериментов определялась минимальная энергия  $(E_{LP})_{min}$  излучения лазерного импульса, необходимая для инициирования разряда в исследуемом вакуумном промежутке. Кроме того, снимались осциллограммы разрядного тока и при фиксированной величине  $E_{LP}$ , определялись интервалы времени между характерными точками осциллограмм разрядного тока (рис. 1): стартом лазерного импульса (точка 1), моментом появления в разрядной цепи заметного тока (2), особенностью (всплеском или изломом) на осциллограмме (3), моментом достижения максимума тока в контуре (4).

По результатам измерений были построены графики зависимости продолжительности соответствующих временных интервалов  $\tau_{1-2}$ ,  $\tau_{1-3}$ ,  $\tau_{1-4}$  от величины  $E_{LP}$  для различных материалов катода. На рис. 2 представлены соответствующие графики, построенные на основе экспериментальных данных для катода из ковара (сплав 29НК). Отметим, что зависимости  $\tau_{1-2}(E_{LP})$ ,  $\tau_{1-3}(E_{LP})$ ,  $\tau_{1-4}(E_{LP})$  для исследованных материалов, среди которых: алюминий, вольфрам, нержавеющая сталь, медь, тантал, титан, графит, имеют практически идентичный вид, что говорит о единообразии протекающих процессов.



**Рис. 2.** График зависимости продолжительности выделенных временных интервалов  $\tau_{1-2}$ ,  $\tau_{1-3}$ ,  $\tau_{1-4}$  от энергии поджигающего лазерного импульса  $E_{LP}$  для катода из ковара.

При относительно малых значениях  $E_{LP} < (E_{LP})_{thre}$ , т.е. ниже порогового значения  $(E_{LP})_{thre}$ , в диапазоне 2–20 мкДж ( $q = 3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>) временные интервалы  $\tau_{1-2}$ ,  $\tau_{1-3}$ ,  $\tau_{1-4}$  меняются сравнительно слабо или даже в пределах случайной погрешности остаются неизменными. Для относительно больших  $E_{LP} > (E_{LP})_{thre}$  в диапазоне 20–2000 мкДж ( $q = 3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>) с ростом  $E_{LP}$  длительность интервалов  $\tau_{1-2}$  и  $\tau_{1-3}$  достаточно быстро сокращается, а длительность интервала  $\tau_{1-4}$ , как можно предположить, сокращаясь асимптотически, выходит на плато, определяемое параметрами коммутируемого контура.

Пороговое  $(E_{LP})_{thre}$  значение параметра  $E_{LP}$  для каждого из материалов определялось по соответствующему графику нахождением точки перегиба. Таким образом, физический смысл параметра, названного нами пороговой энергией  $(E_{LP})_{thre}$ , состоит в том, что это энергия поджигающего лазерного импульса, начиная с которой проявляется зависимость регистрируемых временных параметров процесса коммутации от энергии лазерного импульса.

Стоит заметить, что минимальные, необходимые для инициирования разряда в исследуемом вакуумном промежутке, значения  $(E_{LP})_{min}$  и  $(E_{LP})_{thre}$  зависят от материала катода и отличаются для испытанных нами различных материалов примерно на один–два порядка величины. При малых  $E_{LP}$  в течение примерно 100–200 нс после окончания лазерного импульса в цепи разряда не фиксируется ток. При больших  $E_{LP}$  ток в цепи разряда фиксируется практически сразу после начала облучения поверхности катода.

При относительно малых  $E_{LP}$ , т.е. заведомо меньших порогового значения, исходя из того факта, что ток в цепи, коммутируемой вакуумным промежутком, не фиксируется в течение значительного времени после окончания лазерного импульса, можно предположить, что в межэлектродное пространство расширяется сгусток

слабо ионизованного пара [3, 4]. Вероятно, в указанной среде загорается слаботочный тлеющий разряд, а внешняя граница облака пара, обращенная к аноду, выполняет роль эмиттера электронов. Ток в цепи ограничен, в частности, объемным зарядом в межэлектродном пространстве. Замыкание межэлектродного промежутка проводящей средой и нейтрализация объемного заряда приводят к заметному увеличению тока, регистрируемого на осциллограммах (точка 2 на рис. 1).

Далее, по-видимому, ионизационно-перегревная неустойчивость тлеющего разряда приводит к контракции канала тока [5–7] и соответственно дальнейшему разогреву локального участка поверхности катода. Отсюда следует увеличение плотности потока термоэмиссионных электронов, в частности, за счет напряженности электрического поля у поверхности катода и увеличение плотности потока ионов из плазмы на катод.

Рост плотности испаряемого или сублимируемого вещества электрода у его поверхности вызовет уменьшение длины свободного пробега электронов и, соответственно, уменьшение ширины слоя катодного падения потенциала, т.е. вновь рост напряженности электрического поля и плотности электронного тока эмиссии с катода. И так вплоть до образования катодного пятна, т.е. возникновения самовоспроизводящихся центров взрывной электронной эмиссии [2], и перехода разряда в дугу (точка 3 на рис. 1). Наличие всплеска на осциллограмме тока может свидетельствовать, по нашему мнению, о развитии неустойчивости в тлеющем разряде, когда он из нормальной формы переходит в аномальную и затем в дугу.

При относительно больших  $E_{LP}$ , т.е. заведомо больших порогового значения, отличительной чертой разряда, по-видимому, становится влияние лазерного излучения на процесс развития ионизационно-перегревной неустойчивости в плазме тлеющего разряда. При достижении энергией  $E_{LP}$  пороговой величины начинается эффективная ионизация паров материала катода за счет пробоя нейтрального газа в поле электромагнитной волны [8].

Локальное повышение температуры и степени ионизации пара автоматически приводит к увеличению поглощения лазерного излучения и к еще большему разогреву, соответственно увеличению степени ионизации и проводимости плазмы, т.е. контракции тока. Кроме того, вероятно, быстрее идет процесс заполнения плазмой межэлектродного пространства.

Вероятность ионизации молекул пара электронным ударом, необходимая для зажигания тлеющего разряда, будет определяться средней энергией свободных электронов, а она в свою очередь будет зависеть от их тепловой энергии, т.е. от температуры электронов  $T$ , и от возможно-

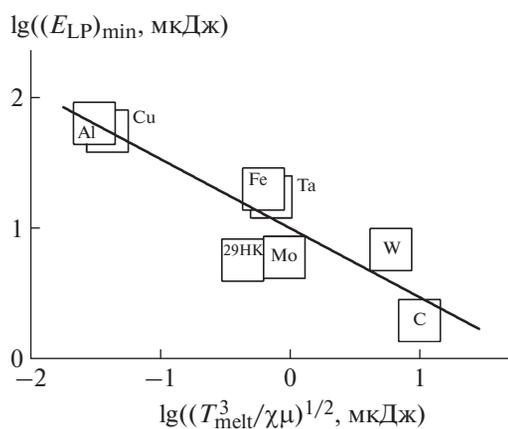


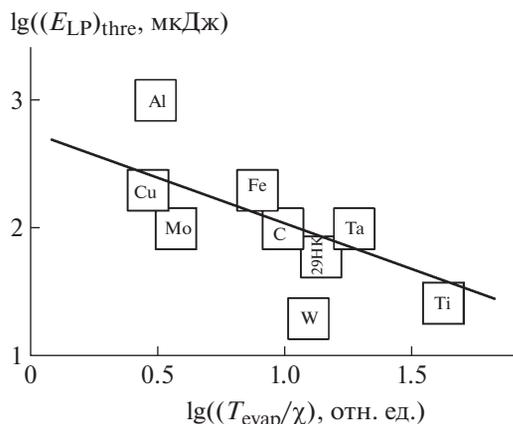
Рис. 3. Диаграмма распределения материалов, использованных для изготовления катода, по величине минимальной необходимой для инициирования разряда энергии в лазерном импульсе  $(E_{LP})_{min}$  и параметра  $(T_{melt}^3/\chi\mu)^{1/2}$ .

сти набирать энергию в приложенном к промежутку электрическом поле. Последнее обстоятельство определяется скоростью разлета пара, образовавшегося при нагреве катода лучом лазера, которая пропорциональна величине  $(T/\mu)^{1/2}$ , где  $\mu$  — молярная масса материала катода.

Далее необходимо учесть влияние начальной плотности пара, которая будет определяться количеством испарившегося вещества, т.е. глубиной прогрева катода излучением лазера, которую в свою очередь можно оценить как  $(\tau\chi)^{1/2}$ , где  $\tau$  — длительность лазерного импульса,  $\chi$  — коэффициент температуропроводности материала катода-мишени. Температуру в обоих выражениях мы полагаем одной и той же и равной температуре плавления материала катода, так как речь идет о минимально необходимой энергии излучения.

На рис. 3 представлена диаграмма, демонстрирующая взаимосвязь  $(E_{LP})_{min}$  и сконструированного на основе выше изложенных соображений параметра  $(T_{melt}^3/\chi\mu)^{1/2}$ , где  $T_{melt}$  — температура плавления. По-видимому, можно сказать, что диаграмма демонстрирует некоторую вполне заметную тенденцию.

Что касается пороговой энергии  $(E_{LP})_{thre}$  лазерного импульса, то ее величина в первом приближении определяется скоростью разлета плазмы, которая в условиях продольного лазерного импульса не зависит, судя по экспериментальным данным, от массы иона [9], а определяется скоростью электронов. На рис. 4 представлена диаграмма, связывающая  $(E_{LP})_{thre}$  и параметр  $(T_{evap}/\chi)$ , где под  $T_{evap}$  подразумевается на этот раз температура кипения материала катода.



**Рис. 4.** Диаграмма распределения материалов, использованных для изготовления катода, по величине пороговой энергии излучения в лазерном импульсе  $(E_{LP})_{thre}$  и параметра  $(T_{evap}/\chi)$ .

Данная диаграмма напоминает диаграмму, приведенную на рис. 3. Сходство состоит в том, что большая часть из исследованных материалов укладывается в рамки некоторой тенденции, а отличие в том, что меньшая часть, а именно алюминий и вольфрам, не укладывается. Можно предположить, что данное обстоятельство связано с особенностями динамики изменения фазового состояния различных материалов под действием лазерного излучения высокой мощности.

Момент времени, когда скорость волны испарения, распространяющейся в материале мишени, сравнивается со скоростью тепловой волны, обозначим  $t_{crit}$ . При условии  $t_{crit} < \tau$  процессы воздействия излучения лазера на конденсированное вещество сводятся практически к чистому режиму испарения, в котором теплопроводность уже не играет существенной роли. Величина интенсивности излучения в этом случае должна превышать значение  $q_{crit}$ , которое определяется формулой  $q_{crit} \approx \rho r (\chi/\tau)^{1/2}$  [3], где  $\rho$  – плотность конденсированного вещества,  $r$  – удельная теплота испарения. Ниже приведено отношение критических интенсивностей к пороговым для различных материалов:

Материал	W	Al	Ковар	Cu	Mo	Fe	Ta	Ti	Графит
$q_{crit}/q_{thre}$	1.8	0.017	0.2	0.11	0.2	0.07	0.2	0.3	0.5

Эти данные показывают, что режим воздействия излучения лазера при пороговом значении интенсивности  $q_{thre}$  именно для алюминия и воль-

фрама сильно отличается от режима, характерного для всех остальных исследованных материалов. Если большая часть материалов оказывается в условиях, приближающихся к пограничным, то алюминий определенно оказывается в условиях теплопроводного режима, а вольфрам – режима испарения.

Суммируя полученные результаты, можем отметить следующее.

Характер зависимости регистрируемых временных параметров от энергии излучения сходен для различных материалов катода.

Под действием импульса лазерного излучения в межэлектродном пространстве в продуктах эрозии электродов, по-видимому, зажигается первоначально тлеющий разряд, который затем в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости испытывает контракцию токового канала и переходит в дуговой. При величине энергии излучения, превышающей пороговое значение, падающее на катод излучение ускоряет процесс развития ионизационно-перегревной неустойчивости.

Величина минимальной необходимой для поджига разрядника энергии лазерного импульса  $(E_{LP})_{min}$  и пороговой энергии  $(E_{LP})_{thre}$ , начиная с которой проявляется зависимость регистрируемых временных параметров процесса коммутации от энергии лазерного импульса, определяется термодинамическими параметрами материала катода.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сливков И.Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. М.: Энергоатомиздат, 1986.
2. Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000.
3. Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. Лазерная плазма. Физика и применение. М.: МИФИ, 2003.
4. Cremers D.A., Radziemski L.J. Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy. NY: Wiley, 2006.
5. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
6. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
7. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахманов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987.
8. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
9. Воробьев В.С. // УФН. 1993. Т. 163. № 12. С. 51.