

Особенности инициирования разряда в вакуумном промежутке излучением ИК-диапазона*С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, А. С. Каторов, В. О. Ревазов, Р. Х. Якубов*

Экспериментально изучен процесс коммутации миниатюрного вакуумного двухэлектродного разрядника ИК-излучением импульсного лазера. Установлено, что существует минимальное, необходимое для инициирования разряда в вакуумном промежутке, значение энергии излучения, и пороговое значение, начиная с которого проявляется зависимость регистрируемых временных параметров процесса коммутации от энергии лазерного импульса. При энергиях ниже порогового значения задержка появления тока изменяется слабо, при энергиях выше – быстро убывает с ростом энергии излучения. Показан характер зависимости обеих величин от термодинамических параметров материала катода, на поверхности которого находится пятно фокусировки.

Ключевые слова: разрядник с оптическим управлением, лазерная плазма, вакуумная дуга.

DOI: 10.51368/1996-0948-2021-2-30-36

Введение

В настоящее время управляемые малогабаритные разрядники применяются в каротажной аппаратуре, высокоскоростной фотографии, устройствах подсветки быстропротекающих процессов импульсами оптического и рентгеновского излучения, а также в ряде других областей, где определяющими требованиями являются отсутствие накальных цепей, миниатюрность, широкий диапазон коммутируемых токов, устойчивость к внешним воздействиям [1].

В качестве основного преимущества разрядников с лазерным управлением обычно рассматривается полная гальваническая развязка электрической цепи поджига и коммутируемой цепи [2]. Быстрый прогресс в миниатюризации оптических квантовых генераторов достаточно большой мощности позволяет надеяться, что будут обнаружены и другие уникальные преимущества разрядников, поджиг которых осуществляется излучением лазера.

В настоящее время лазерный поджиг применяется в газонаполненных разрядниках высокого давления с использованием явления оптической искры. Однако существуют ситуации, когда требуется использовать вакуумную изоляцию электродов и добиваться минимизации габаритов коммутирующего устройства, например, путем снижения потребляемой мощности (энергии в импульсе) системы поджига.

Цель настоящего исследования – поиск возможностей оптимального подбора материала катода или мишени, расположенной на катоде вакуумного разрядника с лазерным поджигом, для минимизации энергии поджига.

Давыдов Сергей Геннадьевич, нач. лаборатории.

Долгов Александр Николаевич, в.н.с., д.ф.-м.н.

Каторов Алексей Сергеевич, инженер 1-й кат.

E-mail: katorovalexey@mail.ru

Ревазов Владислав Олегович, зам. нач. отдела.

Якубов Рустам Халимович, нач. отделения – нач. отдела, к.т.н.

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова.

Россия, 127055, Москва, ул. Суцёвская, 22.

Статья поступила в редакцию 27 ноября 2020 г.

© Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Каторов А. С., Ревазов В. О., Якубов Р. Х., 2021

Основные экспериментальные факты

Авторы провели серию экспериментов, задачами которых было измерение временных параметров процесса коммутации вакуумного разрядного промежутка при различной энергии лазерного излучения и неизменной длительности импульса и площади пятна фокусировки лазерного луча.

Находящийся в герметичном диэлектрическом корпусе и откачиваемый до давления остаточных газов 10^{-2} – 10^0 Па двухэлектродный разрядник коммутировал низкоиндуктивную ($\sim 10^{-8}$ Гн) цепь, содержащую высоковольтный конденсатор (10^{-8} Ф), заряженный до напряжения 3 кВ. Регистрация сигналов с сопротивления, включенного последовательно с конденсатором, и с низковольтного плеча омического делителя, включенного параллельно конденсатору, подаваемых на вход стробоскопического осциллографа, позволила с наносекундным временным разрешением наблюдать процесс коммутации. Излучение импульсного лазера (длина волны 1,06 мкм; длительность импульса по основанию 20 нс) фокусировалось собирающей линзой на поверхности катода через отверстие в аноде. Протяженность промежутка катод-анод составляла 1 мм. Габаритный размер разрядного устройства ~ 1 см. Габариты излучателя – $3 \times 5 \times 10$ см³, а блока питания/управления лазера – $3 \times 15 \times 20$ см³ (см. рис. 1).

Энергия лазерного излучения E_{LP} , падающего на мишень, варьировалась в пределах нескольких порядков величины, а именно, от 2×10^{-6} до 2×10^{-3} Дж. При этом средняя интенсивность лазерного излучения q на поверхности катода в пределах пятна фокусировки менялась в пределах от 3×10^6 до 3×10^9 Вт/см² [3, 4].

Было установлено, что существует минимальное значение энергии лазерного излучения $(E_{LP})_{min}$, необходимое для зажигания самостоятельного разряда в коммутируемом промежутке.

Зависимость времени задержки между началом дуговой стадии разряда в вакуумном промежутке и началом импульса лазерного

излучения τ_{del} от энергии излучения лазера E_{LP} для различных материалов имеет практически идентичный вид, что говорит о единообразии протекающих процессов. При относительно малых $E_{LP} = 2$ – 20 мкДж ($q = 3 \times 10^6$ – 3×10^7 Вт/см²) время задержки τ_{del} меняется сравнительно слабо или даже в пределах случайной погрешности остается неизменным. С ростом E_{LP} выше некоторого порогового значения $(E_{LP})_{thre}$ длительность времени задержки τ_{del} начинает достаточно быстро сокращаться. Для относительно больших $E_{LP} = 20$ – 2000 мкДж ($q = 3 \times 10^8$ – 3×10^9 Вт/см²) зависимость длительности времени задержки τ_{del} от E_{LP} может быть представлена в виде $\tau_{del} = \alpha \times (E_{LP})^{-\beta}$, где α и β – положительные константы.

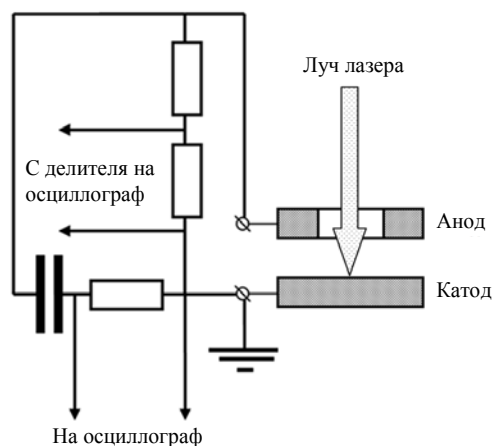


Рис. 1. Схема экспериментов.

Стоит заметить, что минимальное значение $(E_{LP})_{min}$ необходимое для инициирования разряда в исследуемом вакуумном промежутке, и пороговое значение $(E_{LP})_{thre}$ энергии излучения в лазерном импульсе зависят от материала катода и отличаются для различных материалов примерно на один-два порядка величины.

При малых E_{LP} (значительно меньших $(E_{LP})_{thre}$) в течение примерно 100–200 нс после окончания лазерного импульса в цепи разряда не фиксируется ток. При больших E_{LP} (значительно больших $(E_{LP})_{thre}$) ток в цепи разряда фиксируется практически сразу после начала облучения поверхности катода (см. рис. 2).

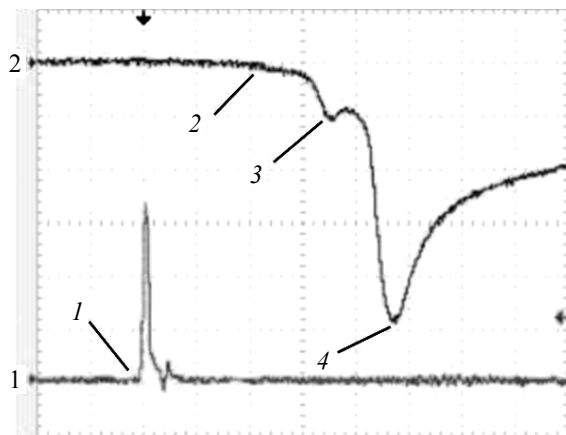


Рис. 2. Характерные осциллограммы процесса коммутации тока (луч № 1 – сигнал с фотодатчика, луч № 2 – токовый импульс) с указанием выделенных точек на осциллограмме коммутируемого тока: 1 – старт лазерного импульса; 2 – момент появления в разрядной цепи тока, заметно по величине при сравнении с амплитудным значением; 3 – особенность на осциллограмме (всплеск); 4 – момент достижения максимума тока в контуре. Развертка: 50 нс/дел. Интервал времени 1–3 соответствует времени задержки τ_{del} .

Анализ экспериментальных фактов

Исходя из того факта, что при E_{LP} , заведомо меньших порогового значения, 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 [5, 6]. Вероятно, в указанной среде загорается слаботочный тлеющий разряд, а внешняя, обращенная к аноду граница облака пара выполняет роль эмиттера электронов. Ток в цепи ограничен, в частности, объемным зарядом в межэлектродном пространстве. Замыкание межэлектродного промежутка проводящей средой и нейтрализация объемного заряда приводит к заметному увеличению регистрируемого тока. Далее, по-видимому, ионизационно-перегревная неустойчивость тлеющего разряда приводит к контракции канала тока [7–9] и, соответственно, к 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 по-

тока 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 происходит вплоть до образования катодного пятна, т. е. до возникновения самовоспроизводящихся центров взрывной электронной эмиссии [10] и перехода разряда в дугу. Свидетельством развития неустойчивости в тлеющем разряде, когда он из нормальной формы переходит в аномальную и затем в дугу, по нашему мнению, является наличие зарегистрированных колебаний (или всплесков) тока на указанной стадии разряда.

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 пороговой величины E_{LP} начинается эффективная ионизация паров материала катода за счет пробоя нейтрального газа в поле электромагнитной волны [11]. Локальное увеличение температуры и степени ионизации пара автоматически приводит к увеличению поглощения лазерного излучения и к еще большему разогреву, соответственно, к 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, что необходимо для зажигания тлеющего разряда на начальном этапе заполнения вакуумного промежутка, и, тем самым, начальное количество свободных электронов будет определяться средней энергией свободных электронов, а она, в свою очередь, будет зависеть от тепловой энергии электронов, т. е. от температуры электронов T . В дальнейшем вероятность ионизации станет зависеть от возможности 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 μ – молярная

масса (здесь предполагается наличие равновесного состояния пара). 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 τ – длительность лазерного импульса, χ – коэффициент температуропроводности материала катода-мишени. Температуру в обоих выражениях мы полагаем одной и той же и равной температуре плавления T_{melt} материала катода, т. к. речь идет о минимально необходимой энергии излучения. Если предположить, что вероятность развития самостоятельного разряда примерно прямо пропорциональна T_{melt} и $(T_{\text{melt}}/\mu)^{1/2}$ и обратно пропорциональна $\chi^{1/2}$, то образуется определяющий параметр $(T_{\text{melt}}^3 / \chi\mu)^{1/2}$.

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

Заметим, что замена температуры плавления на температуру кипения в выражении $(T_{\text{melt}}^3 / \chi\mu)^{1/2}$ делает вид диаграммы лишенным всякого практического смысла. Кроме того,

все попытки выявить зависимость $(E_{\text{LP}})_{\text{min}}$ от некоторых других параметров, таких, например, как потенциала ионизации, не увенчались успехом. Что касается вопроса о влиянии поглощения лазерного излучения материалом катода и его парами, то решающим здесь, видимо, является процесс прямой ионизации полем электромагнитной волны, который определяется интенсивностью падающего излучения [12].

Что касается пороговой энергии $(E_{\text{LP}})_{\text{thre}}$ лазерного импульса, то ее величина в первом приближении определяется скоростью разлета плазмы, которая в условиях продолжающегося лазерного импульса не зависит, судя по экспериментальным данным, от массы иона [13], а определяется скоростью плазмы в процессе амбиполярной диффузии в вакуум. На рис. 4 представлена диаграмма, связывающая $(E_{\text{LP}})_{\text{thre}}$ и параметр (T/χ) , где под T подразумевается на этот раз температура кипения T_{evap} материала катода. Можно отметить, что большая часть из исследованных материалов укладывается в рамки некоторой тенденции, а 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.

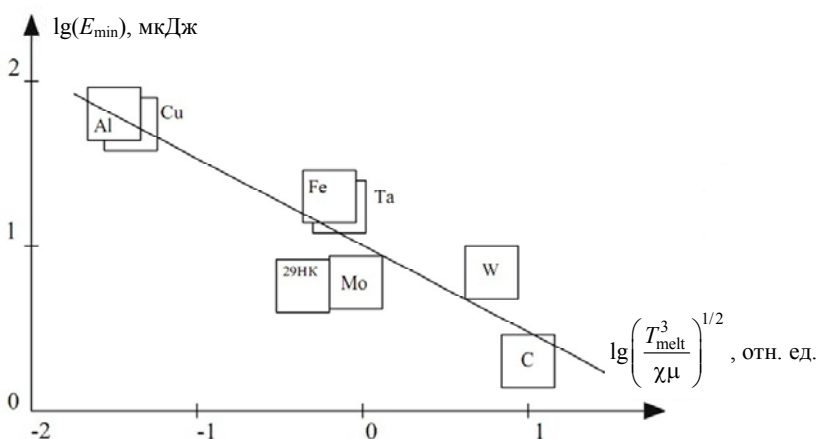


Рис. 3. Диаграмма распределения материалов, использованных для изготовления катода, по величине минимальной необходимой для иницирования разряда энергии в лазерном импульсе $(E_{\text{LP}})_{\text{min}}$ и параметра $(T_{\text{melt}}^3 / \chi\mu)^{1/2}$.

Обозначим символом t_{crit} момент времени, когда скорость волны испарения, распространяющейся в материале мишени, сравнивается со скоростью тепловой волны. При условии $t_{\text{crit}} < \tau$ 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 $q_{\text{crit}} \approx \rho r(\chi/\tau)^{1/2}$ [5], где ρ – плот-

ность конденсированного вещества, r – удельная теплота испарения. Приведенные ниже в таблице данные показывают, что режим воздействия излучения лазера при пороговом значении интенсивности q_{thre} именно для алюминия и вольфрама 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.

Покажем на примере, как можно использовать приведенные выше диаграммы для поиска оптимальных материалов. Согласно по-

лученным экспериментальным данным, уровень минимальной необходимой для поджига разрядника энергии лазерного импульса $(E_{\text{LP}})_{\text{min}}$ зависит от величины параметра $\alpha = T_{\text{melt}}^3 / \chi \mu$. Характер зависимости отражен на рис. 3 и, согласно диаграмме $(E_{\text{LP}})_{\text{min}}$, эта зависимость обратно пропорциональна величине $\alpha^{1/2}$. Отношение значений параметра α , соответствующих, скажем, корунду (Al_2O_3) и графиту (C) составляет $(\alpha_{\text{Al}_2\text{O}_3} / \alpha_{\text{C}}) = 3,5$. Следовательно, для корунда $(E_{\text{LP}})_{\text{min}}$ будет в $(\alpha_{\text{Al}_2\text{O}_3} / \alpha_{\text{C}})^{1/2} \approx 1,9$ раза меньше по сравнению с графитом [14]. Естественно, из корунда придется изготовить мишень и разместить её на поверхности катода.

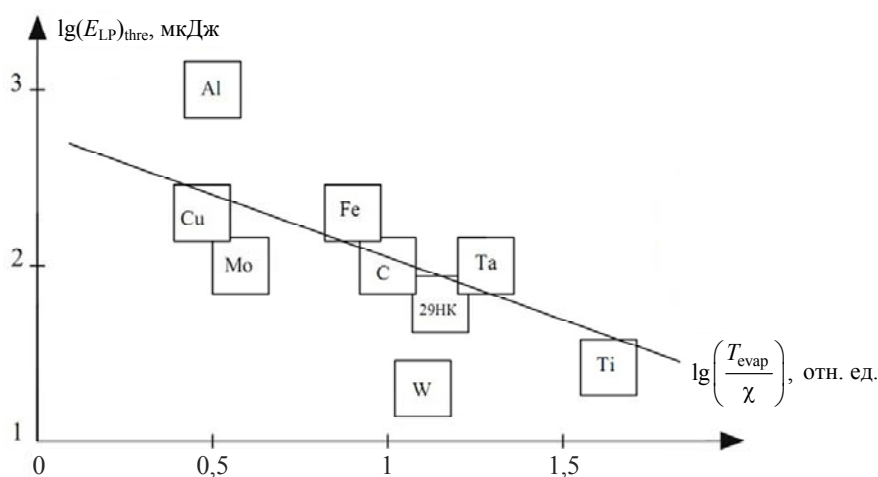


Рис. 4. Диаграмма распределения материалов, использованных для изготовления катода, по величине пороговой энергии излучения в лазерном импульсе $(E_{\text{LP}})_{\text{thre}}$ и параметра (T_{evap}/χ) .

Таблица

Отношение критических интенсивностей к пороговым для различных материалов

Материал	W	Al	Ковар	Cu	Mo	Fe	Ta	Ti	Графит
$q_{\text{crit}}/q_{\text{thre}}$	1,8	0,017	0,2	0,11	0,2	0,07	0,2	0,3	0,5

Заключение

Суммируя полученные результаты, можем отметить следующее.

Было установлено, что существует минимальное значение энергии лазерного излучения $(E_{\text{LP}})_{\text{min}}$, необходимое для зажигания самостоятельного разряда в коммутируемой промежулке, и пороговой энергии $(E_{\text{LP}})_{\text{thre}}$, начиная с которой проявляется зависимость регистрируемых временных параметров процесса коммутации от энергии лазерного импульса.

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 и переход разряда в дуговой.

Величины минимально необходимой для поджига разрядника энергии лазерного импульса $(E_{\text{LP}})_{\text{min}}$ и пороговой энергии $(E_{\text{LP}})_{\text{thre}}$, определяется термодинамическими параметрами материала катода при постоянстве дли-

ны волны и длительности излучения, а также приложенного напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Месяц Г. А.* Импульсная энергетика и электроника. – М.: Наука, 2004.
2. *Rosenthal E. W., Larkin I., Goffin A., Produit T., Schroeder M. C., Wolf J.-P., Milchberg H. M.* // Optics Express. 2020. Vol. 28. № 17/17. P. 24599.
3. *Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Ревазов О. В., Селезнев В. П., Якубов Р. Х.* // Прикладная физика. 2014. № 6. С. 32.
4. *Асюнин В. И., Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Ревазов В. О., Селезнев В. П., Якубов Р. Х.* // Теплофизика высоких температур. 2017. Т. 55. № 2. С. 197.
5. *Ананьин О. Б., Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н.* // Лазерная плазма. Физика и применение: Монография. – М.: МИФИ, 2003. – 400 с.
6. *Cremers D. A., Radziemski L. J.* Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy. – New York, Wiley, 2006.
7. *Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982.
8. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. – М.: Наука, 1992.
9. *Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахманов А. Т.* Физические явления в газоразрядной плазме. – М.: Наука, 1987.
10. *Месяц Г. А.* Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000.
11. *Райзер Ю. П.* Лазерная искра и распространение разрядов. – М.: Наука, 1974.
12. *Keldysh L. V.* // Soviet Physics JETP. 1965. Vol. 20. No. 5. P. 1307.
13. *Воробьев В. С.* // УФН. 1993. Т. 163. № 12. С. 51.
14. *Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Якубов Р. Х.* Вакуумный разрядник. Патент на полезную модель № 171371. 25.05.2017. Бюл. № 16.

PACS: 85.60.-q

Some features of discharge initiation in vacuum gap by optical range radiation

S. G. Davydov, A. N. Dolgov, A. S. Katorov, V. O. Revazov, and R. Kh. Yakubov

Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA)
22 Sushevskaya st., Moscow, 127055, Russia
E-mail: katorovalexey@mail.ru

Received November 27, 2020

The hypothesis of discharge initiation in vacuum gap by optical range radiation based on previously obtained experimental data. During the laser pulse interaction with electrode erosion products the glow discharge has ignited. In result of ionization-overheating instability the discharge has had current channel contraction and has transferred to arc. The dependences of material of target thermo dynamical parameters on the minimal and threshold laser pulse energy have demonstrated. The threshold laser pulse energy – the energy which enough to effective impact on the laser plasma.

Keywords: laser-triggered switch, laser plasma, vacuum arc.

DOI: 10.51368/1996-0948-2021-2-30-36

REFERENCES

1. *G. A. Mesyac, Pulse energetics and electronics* (Nauka, 2004) [in Russian].
2. *E. W. Rosenthal, I. Larkin, A. Goffin, T. Produit, M. C. Schroeder, J.-P. Wolf, and H. M. Milchberg, Optics Express* **28** (17/17), 24599 (2020).
3. *S. G. Davydov, A. N. Dolgov, T. I. Kozlovskaya, V. O. Revazov, V. P. Seleznev, and R. Kh. Yakubov, Applied Physics, No. 6, 32* (2014) [in Russian].

4. V. I. Acyunin, S. G. Davydov, A. N. Dolgov, T. I. Kozlovskaya, V. O. Revazov, V. P. Seleznev, and R. Kh. Yakubov, *High Temperature* **55** (2), 197 (2017).
5. O. B. Ananin, Yu. V. Afanasev, and O. N. Krohin, *Laser plasma. Physics and application: Monograph* (MEPhi, Moscow, 2003). pp. 400 [in Russian].
6. D. A. Cremers and L. J. Radziemski, *Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy* (Wiley, New York, 2006).
7. L. M. Biberman, V. S. Vorobev, and I. T. Yakubov, *Kinetics of nonequilibrium low temperature plasma* (Nauka, Moscow, 1982) [in Russian].
8. Yu. P. Raiser, *Gas Discharge Physics* (Nauka, Moscow, 1992) [in Russian].
9. E. P. Velihov, A. S. Kovalev, and A. T. Rahmatov, *Physical phenomena in gas-discharge plasma* (Nauka, Moscow, 1987) [in Russian].
10. G. A. Mesyac, *Ectons in vacuum discharge: breakdown, spark, ark* (Nauka, Moscow, 2000) [in Russian].
11. Yu. P. Raiser, *Laser spark and charges propagation* (Nauka, Moscow, 1974) [in Russian].
12. L. V. Keldysh, *Soviet Physics JETP* **20** (5), 1307–1314 (1965).
13. V. S. Vorobev, *Phys. Usp.* **163** (12), 51 (1993).
14. Utility model patent No. 171371, *Vacuum arrestor* / S. G. Davydov, A. N. Dolgov, and R. Kh. Yakubov. – Publ. 25.05.2017. Bul. No. 16.