

УДК 621.385

## Процесс коммутации вакуумного разрядника с лазерным управлением

В. И. Асюнин, С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, Т. И. Козловская,  
В. О. Ревазов, В. П. Селезнев, Р. Х. Якубов

*Проведено исследование зависимости временных параметров процесса коммутации вакуумного разрядника, управляемого импульсом лазерного излучения наносекундной длительности, от энергии излучения, падающего на катод. 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. При величине энергии излучения, превышающей пороговое значение падающее на катод, излучение непосредственно ускоряет процесс развития неустойчивости и переход тлеющего разряда в дуговой за счет поглощения излучения в плазме разряда.*

PACS: 52.80.Vp

*Ключевые слова:* вакуумный разрядник, лазерный импульс, задержка тока, тлеющий разряд, дуга.

### Введение

Современное развитие технологий, использующих электрические импульсы высокого напряжения, требует создания быстродействующих и надежных коммутаторов. Перспективным классом управляемых быстродействующих коммутаторов являются разрядники, запускаемые импульсом лазерного излучения, что обусловлено возможностями создания все более компактных источников лазерного излучения высокой мощности [1—6].

Целью данной работы является исследование физических процессов, протекающих при лазерном возбуждении электрического разряда в вакууме. Для поджига вакуумных разрядников с лазерным управлением обычно используют лазеры, работающие в режиме модулированной добротности, что позволяет получать импульсы излучения длительностью в десятки наносекунд и менее.

Излучение лазера фокусируется на поверхность одного из электродов коммутатора в пятно

диаметром в несколько десятых миллиметра. Плотность потока энергии (интенсивность) падающего излучения в пределах пятна фокусировки, при которой эксплуатируются коммутаторы, лежит в диапазоне от  $10^6$  до  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> [7]. Воздействие на металлическую поверхность электрода импульсов с такими параметрами вызывает интенсивный нагрев облучаемой поверхности. На поверхности катода, если облучается катод, возникает термоэлектронная эмиссия. В течение 5—10 нс после начала облучения происходит плавление и испарение материала электрода. Воздействие продолжающегося лазерного импульса на пары вещества вызывает их ионизацию, что приводит к формированию плазменного сгустка или лазерно-пламенного факела, распространяющегося в вакуум [8]. Масштабы и вклад в общую картину этих явлений сильно зависят от условий эксперимента и в первую очередь от интенсивности падающего на мишень излучения или — при неизменной длительности импульса излучения и площади пятна фокусировки — от энергии излучения [9—11].

Целью данной работы было исследование зависимости временных параметров процесса коммутации вакуумного разрядника, управляемого импульсом лазерного излучения наносекундной длительности, от энергии излучения, падающего на катод.

### Схема экспериментов

На рис. 1 представлена схема экспериментального стенда. Импульсный твердотельный лазер ЛГИ-60 в режиме модулированной добротности генерировал излучение с длиной волны 1,06 мкм и

---

Асюнин Вячеслав Игоревич, инженер.  
Давыдов Сергей Геннадьевич, научный сотрудник.  
Долгов Александр Николаевич, вед. научный сотрудник.  
Козловская Татьяна Ивановна, начальник отдела.  
Ревазов Владислав Олегович, зам. начальника отдела.  
Селезнев Владимир Петрович, вед. научный сотрудник.  
Якубов Рустам Халимович, зам. начальника отдела.  
Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова.  
Россия, 127055, Москва, ул. Сушэвская, д. 22.  
Тел. 8 (499) 400-19-70 доб. 1302. E-mail: asvi@mail.ru

Статья поступила в редакцию 27 ноября 2014 г.

© Асюнин В. И., Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Ревазов В. О., Селезнев В. П., Якубов Р. Х., 2014

временной длительностью 20 нс по основанию. Управляемый импульсом лазерного излучения разрядник размещался в стеклянной вакуумной камере, которая откачивалась до давления остаточного газа не выше  $10^{-1}$  Па. Плоский катод-мишень исследуемого коммутирующего устройства находился под нулевым потенциалом относительно шины заземления. Анод, выполненный из алюминия, имел форму плоского кольца и перед срабатыванием разрядника имел положительный потенциал величиной 3 кВ. Излучение лазера фокусировалось на поверхности катода сквозь стенку вакуумной камеры таким образом, что пучок излучения без потерь проходил сквозь отверстие диаметром 2,5 мм в центре анода. Диаметр пятна фокусировки мог регулироваться выбором собирающей линзы, размещаемой снаружи вакуумной камеры. Поток энергии лазерного излучения, падающего на катод, регулировался набором калиброванных поглощающих фильтров, расположенных перед собирающей линзой. Расстояние между катодом и анодом составляло 1 мм.

разрядного тока поступал по измерительному тракту (коаксиальный кабель) на вход скоростного осциллографа марки Tektronix. На второй вход того же осциллографа подавался сигнал со скоростного фотодатчика.

Минимальная площадь пятна фокусировки твердотельного лазера при условии, что поверхность мишени совпадает с фокальной плоскостью фокусирующей линзы, рассчитывалась согласно [12]:

$$S = 4\pi\Omega^2 F^2, \quad (1)$$

где  $\Omega$  — угловая расходимость лазерного пучка,  $F$  — фокусное расстояние фокусирующей линзы. Сферическую aberrацию линзы можно было не учитывать, т. к. апертура лазерного пучка — 3 мм — много меньше рабочей апертуры линзы 25 мм. Угловая расходимость лазерного пучка составляет 4,5 мрад. Измерения следа пучка лазерного излучения на фотобумаге марки УНИБРОМ ГОСТ-10752-79 показали, что минимальный достигаемый размер пятна фокусировки практически совпадает результатами расчета по формуле (1).

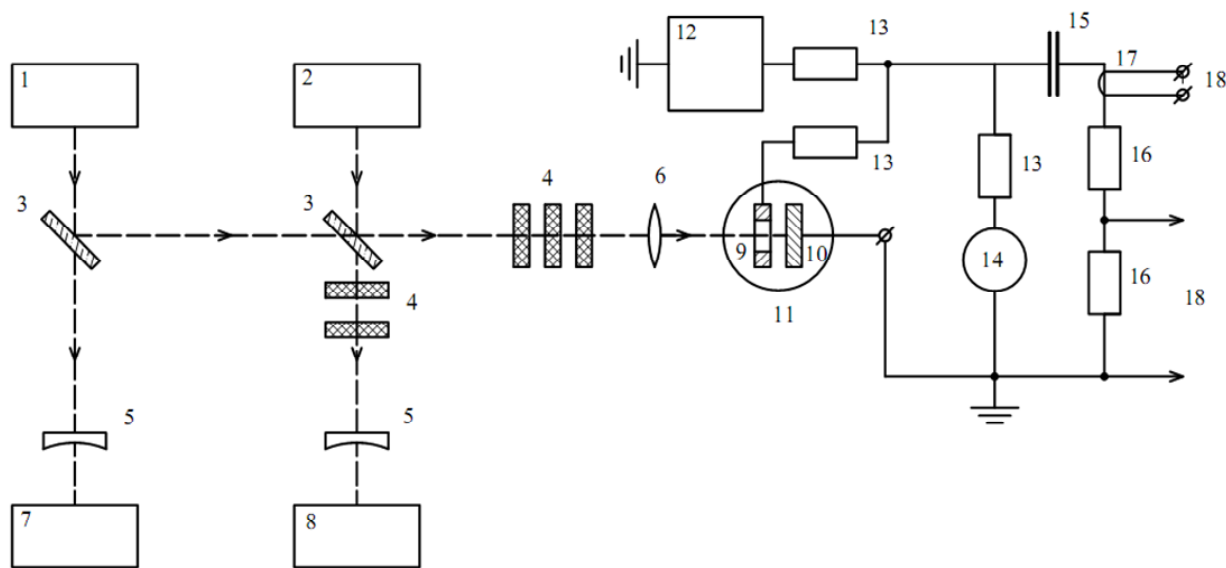


Рис. 1. Схема эксперимента:

- 1 — ЛГИ-60, 2 — юстировочный лазер (He-Ne), 3 — полупрозрачные зеркала, 4 — калиброванные светофильтры, 5 — рассеивающие линзы, 6 — собирающая линза, 7 — измеритель энергии лазерного импульса, 8 — скоростной фотодатчик, 9 — анод, 10 — катод, 11 — вакуумная камера, 12 — источник высокого напряжения, 13 — сопротивления, 14 — киловольтметр, 15 — конденсатор, 16 — омический делитель напряжения, 17 — пояс Роговского, 18 — измерительный тракт

Цепь, которую коммутировал разрядник, состояла из конденсатора и набора сопротивлений. Сила тока в цепи разрядника достигала 100 А. Длительность импульса тока регулировалась подбором ёмкости конденсатора и номинала сопротивлений. Измерения силы тока, протекающего через коммутатор в процессе разряда, осуществлялись с помощью калиброванного пояса Роговского, либо при снятии сигнала напряжения на одном из сопротивлений в коммутируемой цепи. Сигнал с пояса Роговского или с сопротивления в цепи

Юстировка оптической системы производилась следующим образом. Вакуумная камера и собирающая линза, предназначенная для фокусировки лазерного луча, были закреплены на юстировочных столиках, размещенных в свою очередь на большом оптическом столе. При помощи юстировочных устройств мишень и фокусирующая линза ориентировались так, чтобы луч юстировочного гелий-неонового лазера проходил через геометрический центр линзы и падал на мишень (поверхность катода) по нормали. Регулируя рас-

стояние от линзы до мишени добивались достижения наименьших размеров светового пятна.

### Предварительные эксперименты

На первом этапе работы была сделана попытка найти простой критерий выбора оптимального материала для изготовления катода разрядника. В качестве параметра, характеризующего эффективность материала катода, была взята минимальная энергия лазерного импульса, необходимая для формирования вакуумной дуги в разрядном промежутке. Предполагалось, что величина максимально достижимой плотности термоэмиссионного тока электронов определяет вероятность образования катодного пятна и развития дугового разряда. Зависимость плотности термоэлектронного тока от температуры металла описывается уравнением Ричардсона-Дэшмана [13]:

$$J_T = A_0 D T^2 \exp\left(\frac{e\phi}{kT}\right), \quad (2)$$

где  $J_T$  — плотность тока термоэлектронной эмиссии,  $A_0 = 4\pi e m_e k^2 / h^3$  — постоянная Зоммерфельда,  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $h$  — постоянная Планка,  $D$  — средний коэффициент прозрачности потенциального барьера для электронов, энергия которых достаточна для его преодоления с учетом зависимости работы выхода  $e\phi$  от абсолютной температуры  $T$  (для большинства металлов  $D \approx 0,5$ ). В реальных обстоятельствах экспоненциальная часть формулы (2) оказывает наиболее сильное влияние на зависимость плотности тока термоэлектронной эмиссии от температуры металла, поэтому именно её мы и примем во внимание. Так, например, увеличение на 1 % температуры поверхности металла приводит к 20 % росту тока термоэлектронов [14, 15].

В табл. 1 показаны значения работы выхода и температуры плавления  $\Theta_{mel}$  для некоторых проводящих материалов, а так же отношение работы выхода к температуре плавления. Для графита ука-

зана в скобках температура сублимации  $\Theta_{sub}$  и, соответственно, отношение работы выхода к температуре сублимации [16]. Как показали результаты визуального обследования поверхности катода, изготовленного из графита и использованного в наших экспериментах, проводившихся с помощью оптического и электронного микроскопов, графит переходит в парообразное состояние, практически не образуя жидкую фазу. Подтверждение данного обстоятельства мы находим в работах [14, 15]. В последнем столбце таблицы показаны полученные в наших экспериментах значения минимальной энергии лазерного излучения, необходимой для зажигания разряда с амплитудой тока, определяемой параметрами коммутируемой цепи (100 А), при использовании указанного материала катода. Фокусное расстояние собирающей линзы в этой серии экспериментов составляло 40 мм, длительность регистрируемого импульса тока на его полувысоте 0,2—0,3 мкс.

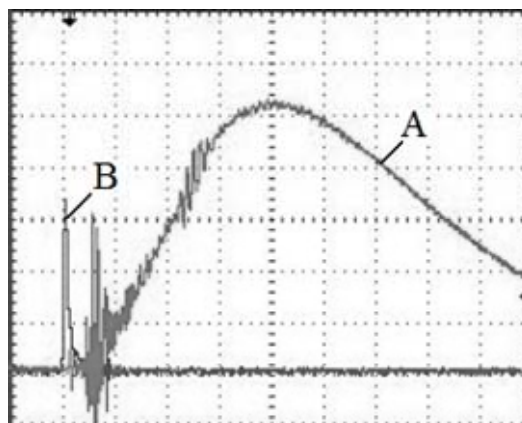
Сравнение последовательности материалов, приведенных в табл. 1 в порядке возрастания расчетного параметра  $e\phi/\Theta_{mel}$  ( $e\phi/\Theta_{sub}$ ), с последовательностью полученных экспериментальным путем величин минимальной энергии лазерного поджига, во всяком случае, не дает полного подтверждения правомерности использования введенного нами упрощенного критерия выбора эффективного материала для изготовления катода. Возможно, это связано с тем, что мы неверно представляем себе картину развития разряда, инициируемого импульсом лазерного излучения: нагрев поверхности катода лазерным излучением — формирование плазменного факела — термоэлектронная эмиссия с катода и поток ионов на катод — формирование катодного пятна — искровая стадия разряда — дуговой разряд после замыкания межэлектродного пространства хорошо проводящей средой — плазмой. На подобные же мысли наталкивают результаты еще одной серии предварительных экспериментов.

Таблица 1

№	Материал катода	$\Theta_{mel}$ ( $\Theta_{sub}$ ), эВ	$e\phi$ , эВ	$e\phi/\Theta_{mel}$ ( $e\phi/\Theta_{sub}$ ), эВ	Минимальная энергия лазерного поджига, мкДж
1	С (графит)	0,355 (0,386)	4,70	13,2 (12,2)	2
2	W (ВНБ-3)	0,326	4,54	13,9	7
3	Ta	0,292	4,12	14,1	20
4	Mo	0,259	4,30	16,6	6
5	Ti	0,173	3,95	22,8	—
6	Fe (нерж.сталь)	0,163	4,31	26,4	20
7	Ковар	0,157	4,4	28,8	6
8	Cu	0,121	4,40	36,4	60
9	Al (АМЦ)	0,083	4,25	51,2	60

Была осуществлена коммутация токов амплитудой 100 А относительно большой длительности  $\sim 1$  мкс и с относительно небольшой скоростью нарастания тока  $dI/dt = (4\text{--}6) \times 10^8$  А/с при плотности потока лазерного излучения  $q = 6 \times 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, которая, согласно литературным данным [7], гарантирует плавление и испарение поверхности мишени. Регистрация силы тока в разряде осуществлялась с помощью калиброванного пояса Роговского. На осциллограмме тока разряда наблюдалось протекание заметного тока 3—5 А в разрядном промежутке в течении облучения катода потоком лазерного излучения. Кроме того, стоит отметить, что при регистрации высокочастотной составляющей  $\sim 2 \times 10^8$  Гц сигнала с пояса Роговского регулярно наблюдаются всплески высокочастотных колебаний в цепи тока разряда через 50—100 нс и  $\sim 200$  нс после начала лазерного импульса (см. рис. 2). Возникновение высокочастотных колебаний в цепи может быть связано с резким изменением параметров одного из элементов цепи и таким элементом в данном случае может быть только разрядник, а именно сопротивление межэлектродного промежутка. В первом случае возникновение высокочастотных осцилляций, вполне вероятно, связано с замыканием межэлектродного промежутка потоком электронов, эмитируемых плазменным факелом, который возник под действием лазерного излучения и распространяется от катода к аноду со скоростью порядка  $10^6$  см/с [7]. Указанная скорость значительно превосходит среднюю тепловую скорость атомарных частиц  $\sim 10^5$  см/с, средняя кинетическая энергия которых не может превосходить 3—5 эВ, и обусловлена амбиполярной диффузией ионов и электронов. Возникновение второго импульса высокочастотных колебаний вполне разумно связать с переходом разряда в дуговую стадию и дальнейшим падением сопротивления межэлектродного промежутка. Значительный перерыв во времени между первым и вторым из выше описанных событий (хотя бы по сравнению со временем пролета плазменного факела от катода к аноду) заставляет предположить, что к моменту заполнения межэлектродного пространства проводящей средой, благодаря расширению плазменного сгустка, катодное пятно еще не сформировалось. Таким образом, остается сделать вывод о том, что дуго-

вой стадии разряда, которой, как это и наблюдается в эксперименте, соответствует падение потенциала между катодом и анодом порядка 20 В, непосредственно предшествует тлеющий разряд. Ток, регистрируемый на стадии заполнения межэлектродного пространства проводящей средой, достаточен для формирования катодного пятна и зажигания дугового разряда [17]. Тлеющий разряд подвержен действию ионизационно-перегревной неустойчивости, приводящей к контракции тока, т. е. существует реальный механизм перехода в вышеуказанных условиях от тлеющего разряда к дуговому разряду.



**Рис. 2. Характерная осциллограмма процесса коммутации тока относительно большой длительности в предварительной серии экспериментов:**  
 А — осциллограмма тока, В — осциллограмма интенсивности лазерного излучения.  
 Развертка 100 нс/дел.

Достаточно любопытную информацию по результатам описываемых предварительных экспериментов дали измерения длительности переднего фронта импульса тока, протекающего через коммутатор. Результаты измерений длительности временного интервала от максимума интенсивности лазерного импульса до момента достижения полувысоты импульса тока отражены на рис. 3 в виде гистограммы для различных материалов катода, а именно: кобальта, титана, графита. Сравнительный анализ характера распределений по длительности переднего фронта импульса тока наталкивает на мысль, что коммутация разрядного промежутка может протекать в результате действия нескольких различающихся и, нельзя исключить, конкурирующих процессов.

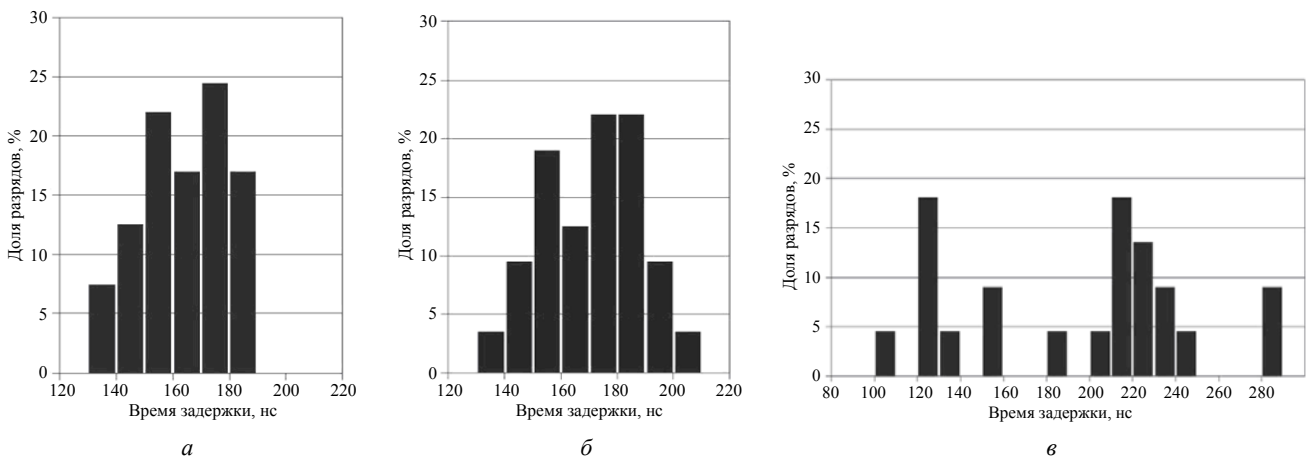


Рис. 3. Гистограмма распределения времени задержки, отсчитанного от момента достижения максимума интенсивности лазерного импульса до момента достижения полуамплитуды тока в разряде, для трех материалов катода: а — ковар, б — титан, в — графит

**Результаты основной серии экспериментов**

Проведены эксперименты с использованием источника тока, способного обеспечить импульс тока с коротким передним фронтом порядка 100 нс и высокой скоростью нарастания тока  $dI/dt = (1-2) \times 10^9$  А/с, что, как ожидалось, могло сделать картину развития неустойчивости разряда в коммутаторе более заметной. Использовался широкий диапазон энергий лазерного излучения, падающего на поверхность катода, а именно  $E_{LP} = 2 \times 10^{-6} - 2 \times 10^{-3}$  Дж. Средняя плотность потока энергии лазерного излучения (интенсивность) на поверхности катода в пределах пятна фокусировки рассчитывалась как:

$$q = \frac{E_{LP}}{\tau \cdot S}, \tag{3}$$

где  $\tau = 10$  нс — длительность лазерного импульса на полувысоте,  $S$  — площадь пятна фокусировки. В экспериментах использовалась фокусирующая линза с фокусным расстоянием  $F = 50$  мм. Диапазон использованных в экспериментах интенсивностей лазерного импульса, падающего на катод, составил  $q = 3 \times 10^6 - 3 \times 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. В столь широком диапазоне значений интенсивности воздействующего на мишень излучения возможен достаточно широкий круг физических явлений и процессов: от плавления и испарения до ионизации паров и поглощения падающего излучения плазмой [7].

В ходе настоящих экспериментов проводилось измерение временных параметров процесса коммутации разрядного промежутка при различной энергии излучения лазерного импульса и неизменных длительности импульса и площади пятна фокусировки лазерного луча. Снимались осцилло-

граммы разрядного тока путем регистрации напряжения на сопротивлении в разрядной цепи (рис. 1). В серии измерений при фиксированной величине  $E_{LP}$  определялось расстояние по временной шкале между характерными точками осциллограмм разрядного тока (рис. 4): 1 — старт лазерного импульса; 2 — момент появления в разрядной цепи тока, заметного по величине при сравнении с амплитудным значением; 3 — особенность (всплеск или излом) на осциллограмме; 4 — момент достижения максимума тока в контуре. 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 трех материалов катода: ковар, титан и графит (рис. 5—7).

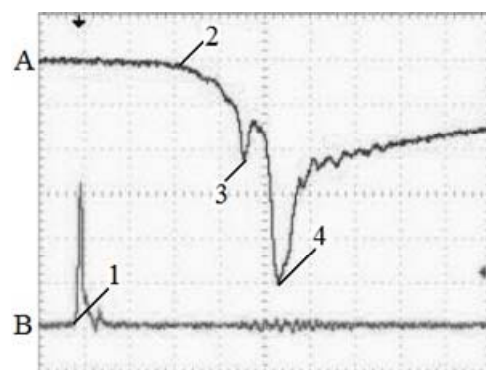


Рис. 4. Характерная осциллограмма процесса коммутации тока относительно малой длительности (А) в основной серии экспериментов с указанием выделенных точек на осциллограмме:

1 — старт лазерного импульса; 2 — момент появления в разрядной цепи тока, заметного по величине при сравнении с амплитудным значением; 3 — особенность (всплеск или излом) на осциллограмме; 4 — момент достижения максимума тока в контуре. В — осциллограмма интенсивности лазерного излучения. Развертка 50 нс/дел.

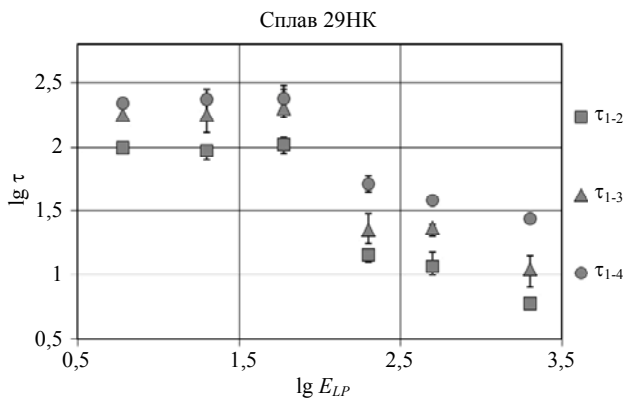


Рис. 5. График зависимости продолжительности выделенных временных интервалов  $\tau_{1-2}$ ,  $\tau_{1-3}$ ,  $\tau_{1-4}$  от энергии поджигающего лазерного импульса  $E_{LP}$  для катода из ковара

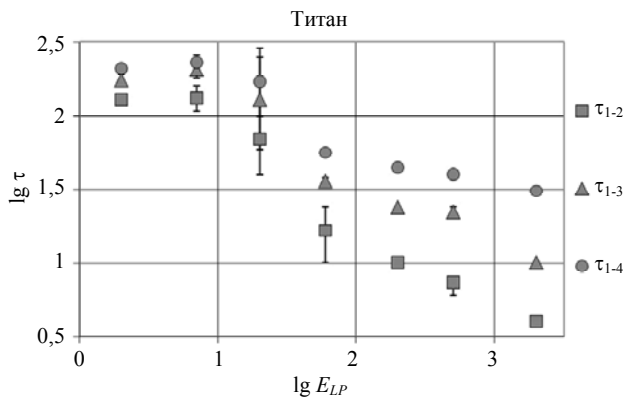


Рис. 6. График зависимости продолжительности выделенных временных интервалов  $\tau_{1-2}$ ,  $\tau_{1-3}$ ,  $\tau_{1-4}$  от энергии поджигающего лазерного импульса  $E_{LP}$  для катода из титана

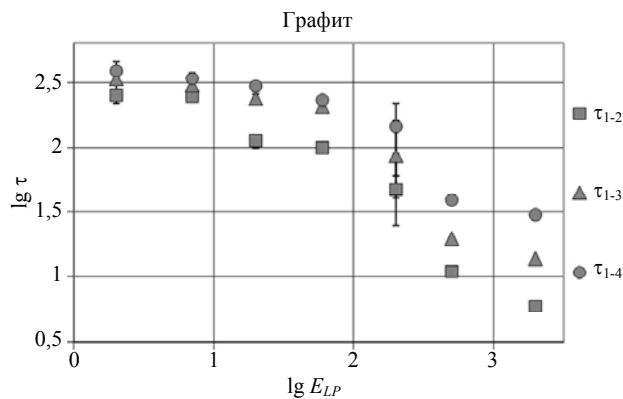


Рис. 7. График зависимости продолжительности выделенных временных интервалов  $\tau_{1-2}$ ,  $\tau_{1-3}$ ,  $\tau_{1-4}$  от энергии поджигающего лазерного импульса  $E_{LP}$  для катода из графита

Отметим, что зависимости  $\tau_{1-2}(E_{LP})$ ,  $\tau_{1-3}(E_{LP})$ ,  $\tau_{1-4}(E_{LP})$  для трех указанных материалов имеют практически идентичный вид, что говорит о единообразии протекающих процессов. При относительно малых  $E_{LP}$ , меньших некоторого порогово-

го значения, примерно в диапазоне 2—20 мкДж ( $q = 3 \times 10^6$ — $3 \times 10^7$  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. С ростом  $E_{LP}$  при превышении порогового значения длительность интервалов  $\tau_{1-2}$  и  $\tau_{1-3}$  достаточно быстро сокращается, а длительность интервала  $\tau_{1-4}$ , по-видимому, выходит на плато, определяемое параметрами коммутируемого контура. Для относительно больших  $E_{LP}$  в диапазоне 200—2000 мкДж ( $q = 3 \times 10^8$ — $3 \times 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>) зависимость длительности интервалов  $\tau_{1-2}$  и  $\tau_{1-3}$  от  $E_{LP}$  может быть представлена в виде:

$$\tau = \alpha \times E_{LP}^{-\beta}, \quad (4)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — константы. В случае ковара и титана  $\beta \approx 0,3$  для  $\tau_{1-2}$  и  $\tau_{1-3}$ . В случае графита для  $\tau_{1-3}$  показатель степени так же  $\beta \approx 0,3$ , а вот для  $\tau_{1-2}$  он составляет  $\beta \approx 0,8$ .

Стоит заметить, что пороговое значение  $E_{LP}$  зависит от материала катода: для титана оно составляет примерно 20 мкДж, для ковара 60 мкДж и для графита порядка 200 мкДж. При достижении порогового значения  $E_{LP}$  наблюдается значительное возрастание статистического разброса измеряемых временных интервалов.

При малых  $E_{LP}$  в течении 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.

### Обсуждение результатов измерений

При относительно малых  $E_{LP}$ , т. е. заведомо меньших порогового значения, исходя из величины плотности потока энергии лазерного излучения на катод, а также исходя из того факта, что ток в цепи коммутатора не фиксируется в течение значительного времени после окончания лазерного импульса, можно предположить, что в межэлектродное пространство расширяется сгусток слабо ионизованного пара [18, 19]. 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 тока, регистрируемого на осциллограммах. Далее, по-видимому, ионизационно-перегревная неустойчивость тлеющего разряда приводит к контракции канала тока [20—22] и, соответственно, к дальнейшему разо-

греву 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. имеем 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 (т. н. эктонов [7]), и перехода разряда в дугу. Наличие всплесков на осциллограмме тока (на переднем фронте импульса тока) может свидетельствовать, по нашему мнению, о развитии неустойчивости в тлеющем разряде, когда он из нормальной формы переходит в аномальную [23], а затем в дугу.

При относительно больших  $E_{LP}$ , т. е. при заведомо больших порогового значения, отличительной чертой разряда, по-видимому, становится влияние лазерного излучения на процесс развития ионизационно-перегревной неустойчивости в плазме тлеющего разряда. Благодаря достаточно высокому уровню интенсивности излучения становится возможным сильное поглощение лазерного излучения в образующихся у поверхности катода парах — продуктах эрозии материала катода, что приводит к ионизации вещества [10, 19]. В присутствии потока лазерного излучения развитие неустойчивости идет быстрее, т. к. 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. Следствием становится ускорение процесса формирования условий для зажигания дуги с ростом  $E_{LP}$ . Действительно, экспериментальные данные, полученные при исследовании разлета лазерно-плазменного факела методами теневого фотографирования с импульсным лазером в качестве осветителя и скоростного фотографирования в собственном излучении оптического диапазона, показали следующее [24]. При интенсивности излучения, падающего на мишень, составляющего  $q = 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> на начальном этапе, когда лазерный импульс еще не прекратился, измеренная скорость разлета лазерной плазмы составляет величину порядка  $10^7$  м/с. Таким обра-

зом, время, которое потребуется плазменному факелу для замыкания межэлектродного промежутка в указанных условиях, составит примерно  $10^{-8}$  с и окажется меньше длительности лазерного импульса  $\tau$ .

Когда на переднем фронте лазерного импульса у поверхности мишени сформировался профиль плазмы, лазерное излучение, распространяясь по профилю плазмы, поглощается благодаря механизму классического тормозного поглощения в области плазмы с концентрацией электронов  $n_e < n_{cut}$ . Критическая (или ленгмюровская) концентрация электронов  $n_{cut}$  (или т. н. плотность отсечки) определяется длиной волны лазерного излучения [18]:

$$n_{cut} = 10^{21} / \lambda^2, \quad (5)$$

где  $\lambda$  — длина волны падающего излучения в микрометрах, концентрация электронов выражается в см<sup>-3</sup>. Основное поглощение происходит в области плазмы, плотность которой близка к критической (здесь возможно и бесстолкновительное резонансное поглощение). За пределы этой области (т. е. в область, где  $n_e \geq n_{cut}$ ) излучение лазера практически не проникает. Предположив, что при  $E_{LP} = 2 \times 10^{-3}$  Дж вся энергия излучения будет затрачена на испарение материала мишени (с учетом удельной теплоты испарения рассматриваемых материалов  $r \approx 4 \times 10^5$  Дж/моль), получим оценку количества частиц, выброшенных под действием лазерного импульса в межэлектродное пространство:

$$N_{vap} = \frac{E_{LP} \times N_A}{r} \approx 10^{15}, \quad (6)$$

где  $N_A$  — число Авогадро. Частицы за время лазерного импульса заполняют пространство объемом порядка 1 мм<sup>3</sup> (долетают от катода до анода) и, соответственно, средняя концентрация атомарных частиц в межэлектродном пространстве составит порядка  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Оценим степень ионизации этого пара за счет термической ионизации. Вероятно, она окажется невелика. Будем рассматривать трехкомпонентную плазму, состоящую из атомов, электронов и ионов (однозарядных). Концентрации указанных компонент связаны в равновесном состоянии уравнением Саха [20]:

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = 2 \frac{\sum_i}{\sum_a} \left( \frac{2\pi m_e T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-E_i}{\Theta}\right), \quad (7)$$

где  $\sum_i$  и  $\sum_a$  — статистические суммы атома и иона;  $E_i$  — энергия ионизации атома;  $\Theta = kT$ ;  $n_e$ ,  $n_i$  и  $n_a$  — концентрации электронов, ионов и атомов. Если концентрацию частиц выразить в см<sup>-3</sup>,  $E_i$  и  $\Theta$  вы-

разить в эВ, то с учетом  $n_e = n_i$  можно получить выражение для оценки степени ионизации пара [20]:

$$\gamma = \frac{n_e}{n_a} = \frac{n_i}{n_a} \approx 10^{11} \frac{E_{LP} \Theta^4}{\sqrt{n_a}} \exp\left(\frac{-E_i}{2\Theta}\right), \quad (8)$$

Рассмотрим ситуацию в случае титановой мишени (см. табл. № 2).

личных материалов катода. Об этом свидетельствуют данные, приведенные в двух последних колонках табл. 2.

При условии  $v_m \ll \omega$  минимальная (пороговая) интенсивность излучения лазера, необходимая для пробоя нейтрального газа [21]:

$$I_{thre} \sim \frac{E_i}{n_a}. \quad (11)$$

Таблица 2

№	Материал катода	$\Theta_{vap}(\Theta_{sub})$ , эВ	$E_i$ , эВ	$E_i/\Theta$	Пороговое значение $E_{LP}$ , мкДж
1	Графит (С)	0,386	11,26	34	200
2	Титан (Ti)	0,306	6,83	45	20
3	Ковар (Fe Ni Co)	0,272	7,90	34	60
		0,265	7,63	35	
		0,218	7,86	28	

Положим для простоты  $\Sigma_i/\Sigma_a \approx 1$ , что заведомо является завышенной оценкой. Кроме того, примем  $n_a \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . В результате получим  $\gamma \approx 10^{-8}$ . В случае ковара и графита оценка степени ионизации пара даст примерно на два—три порядка величины большее значение. Степень воздействия излучения на слабо ионизованный пар зависит от концентрации электронов, следовательно, она должна возрастать с ростом степени ионизации. Закон Бугера, описывающий поглощение энергии электромагнитной волны в ионизованном газе вдоль пути распространения волны [20], в нашем случае выглядит следующим образом:

$$\frac{dI}{dx} = -\mu_\omega I, \quad (9)$$

где  $I$  — интенсивность волны,  $\mu_\omega$  — коэффициент поглощения. Последний выражается как:

$$\mu_\omega = \frac{e^2 n_e v_m}{m (\omega^2 + v_m^2)}, \quad (10)$$

где  $\omega$  — циклическая частота волны,  $v_m = n_a v_e \sigma$  — эффективная частота столкновений электрона с атомарными частицами (в случае слабоионизованного газа — с атомами),  $\sigma$  — сечение столкновения,  $v_e$  — средняя тепловая скорость электронов. В нашем случае  $\omega = 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . При  $n_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $v_e = 10^7 \text{ см/с}$  и  $\sigma \approx 10^{-15} \text{—} 10^{-14} \text{ см}^2$  получим в качестве оценки  $v_m = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, оказывается  $v_m \ll \omega$  и  $\mu_\omega \sim n_e$ .

К сожалению, приходится констатировать, что предложенный выше упрощенный подход не позволяет объяснить последовательность значений пороговой энергии лазерного импульса для раз-

следовательно, ионизация паров материала катода происходит, в первую очередь, у поверхности катода. Наиболее быстрый рост давления насыщенных паров с ростом температуры в интервале от температуры плавления до температуры кипения и, как можно предполагать, при дальнейшем увеличении температуры наблюдается у титана, если рассматривать приведенные выше материалы катодов (см. табл. 2). Несколько меньший рост — у ковара (преобладающий элемент в составе сплава — железо), наименьшая скорость роста давления насыщенных паров — у графита (углерод) [16]. Кроме того, давление насыщенных паров углерода при температуре кипения (сублимации) примерно на порядок величины меньше, чем давление насыщенных паров титана и железа. Таким образом, появляются основания полагать, что пороговая энергия лазерного излучения, при которой излучение лазера начинает непосредственно влиять на механизм развития дугового разряда, определяется теплофизическими характеристиками материала катода. При достижении пороговой величины  $E_{LP}$  начинается эффективная ионизация паров материала катода за счет пробоя нейтрального газа в поле электромагнитной волны с дальнейшим сильным поглощением излучения лазера в образующейся плазме. Не исключено влияние эффекта разбрызгивания жидкой фазы под действием давления плазменного факела. Время, в течение которого волна гидродинамических возмущений догонит тепловую волну, распространяющуюся внутрь мишени (что знаменует собой завершение процесса формирования лазерно-плазменного факела, после чего устанавливается газодинамический режим испарения), можно оценить следующим образом [18]:



$$t_{GDE} \approx \frac{m_i}{m_e n_i \sigma v_e}. \quad (12)$$

При оценке сверху, приняв  $m_i/m_e = 10^5$ ,  $n_i = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $\sigma = 10^{-14} \text{ см}^2$ ,  $v_e = 10^7 \text{ см/с}$ , получим  $t_{GDE} \approx 10^{-10} \text{ с}$ , т. е.  $t_{GDE} \ll \tau$ . Примем значение скорости микрокапель, вылетающих из зоны фокусировки лазерного луча, порядка  $10^4 \text{ см/с}$ , что является характерной скоростью продуктов капельной эрозии, покидающих область катодного пятна в вакуумно-дуговом разряде при токах, близких к пороговым [7]. В этом случае характерный размер, определяемый произведением скорости микрокапель на длительность лазерного импульса, покажет, что разбрызгивание капель микронных размеров вполне осуществимо. Почему для сравнения выбрано катодное пятно? При плотностях тока в катодном пятне порядка  $10^8 \text{ А/см}^2$  и падении потенциала в прикатодной области  $\sim 10 \text{ В}$  получим величину плотности потока энергии весьма близкую к той, что имеет место при пороговом значении  $E_{LP}$  в наших экспериментах в пятне фокусировки. Нагрев и испарение микрочастиц излучением лазера облегчает ионизацию пара у поверхности катода [25]. Влияние же данного эффекта, по видимому, можно просчитать только путем скрупулезного математического моделирования динамики всего процесса воздействия лазерного импульса на мишень.

### Заключение

Проведено исследование зависимости временных параметров процесса коммутации вакуумного разрядника, управляемого импульсом лазерного излучения наносекундной длительности, от энергии (интенсивности) излучения, падающего на катод-мишень, и от материала катода.

Показано, что характер зависимости регистрируемых временных параметров от энергии излучения одинаков для различных материалов катода.

Величина энергии (интенсивности) лазерного импульса определяет скорость срабатывания коммутатора указанного типа. С ростом энергии излучения лазера в диапазоне 2—2000 мкДж (т. е. при интенсивности  $3 \times 10^6$ — $3 \times 10^9 \text{ Вт/см}^2$ ) время задержки срабатывания разрядника уменьшается более чем на порядок величины.

Существует пороговое значение величины энергии излучения, при котором происходит изменение характера зависимости регистрируемых временных параметров от энергии излучения. При энергиях излучения вблизи пороговой величины наблюдается повышенный уровень статистического разброса регистрируемых временных параметров.

На основании полученных экспериментальных данных выдвинуто предположение о том, что под действием импульса лазерного излучения в межэлектродном пространстве в продуктах эрозии электродов загорается первоначально тлеющий разряд, который затем в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости испытывает контрактацию токового канала и переходит в дуговой разряд. При величине энергии излучения, превышающей пороговое значение, падающее на катод излучение не только вызывает термоэмиссию электронов и выброс продуктов эрозии материала катода в межэлектродное пространство, но и непосредственно ускоряет процесс развития ионизационно-перегревной неустойчивости и переход тлеющего разряда в дуговой за счет поглощения излучения в плазме разряда.

### Литература

1. Сливков И. Н. // ЖТФ. 1966. Т. 36. № 6. С. 1084.
2. Бульгин В. С., Лебедев В. Б., Пряникова Г. А. // ЖТФ. 1975. Т. 45. № 4. С. 892.
3. Лебедев В. Б., Пряникова Г. А. // Электронная техника. 1979. Т. 4. Вып. 6. С. 76.
4. Жуковец В. Г., Лебедев В. Б., Селезнев В. П. Высоковольтные коммутаторы наносекундного диапазона. — В кн.: Тезисы межд. конгресса по высокоскоростной фотографии и фотонике. — М.: Наука, 1980. С. 340.
5. Chuaqui H., Favre M., Soto L., Wyndham E. // Phys. Fluids B. 1993. V. 5. No. 11. P. 4244.
6. Пичугина М. Т. Мощная импульсная техника. — Томск: Изд-во ТПУ, 2005.
7. Месяц Г. А. Эктон в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. — М.: Наука, 2000.
8. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
9. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. — М.: Наука, 2004.
10. Яковлев М. А., Волнухин Ф. Ю., Ерохин С. Ю. // Прикладная физика. 2004. № 6. С. 52.
11. Локтионов Е. Ю., Протасов Ю. С., Протасов Ю. Ю. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 4. С. 439.
12. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. — М.: Наука, 1974.
13. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. — Ленинград: Гостехиздат, 1947.
14. Khan S. H. // The radio and electronic engineer. 1971. V. 41. No. 10. P. 475.
15. Khan S. H. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1971. V. 4. P. 344.
16. Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др. Физические величины: Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
17. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. — М.: Наука, 1968.
18. Ананьин О. Б., Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Лазерная плазма. Физика и применение: Монография. — М.: МИФИ, 2003.
19. Cremers D. A., Radziemski L. J. Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy. -Wiley, New York, 2006.

20. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982.
21. Раизер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1992.
22. Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахманов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. — М.: Наука, 1987.
23. Жданов С. К., Курнаев В. А., Романовский М. К. и др. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках. — М.: МИФИ, 2007.
24. Делоне Н. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Курс лекций. — М.: Наука, 1989.
25. Воробьев В. С. // УФН. 1993. Т. 163. № 12. С. 51.

## Commutation process of the vacuum gap with laser control

V. I. Asiunin, S. G. Davydov, A. N. Dolgov, T. I. Kozlovskaya,  
V. O. Revazov, V. P. Seleznev, and R. Kh. Yakubov

All-Russian Research Institute of Automatics  
22 Sushchevskaya str., Moscow, 127055, Russia  
E-mail: asvi@mail.ru

Received November 27, 2014

*The research of time parameters of vacuum gap commutation process has been conducted. The gap has been controlled by laser pulse of nanosecond length, which aimed at the cathode. Based on the data obtained in the experiment, an assumption about discharge development mechanism was made. Initially, under the action of the laser pulse, a glow discharge in electrode erosion products is ignited. Then as the result of ionization-overheating instability the current channel undergoes contraction and glow discharge transforms into an arc. With the value of radiant energy exceeding the threshold value, the radiation, which was aimed at the cathode, accelerates the process of instability development and of glow discharge transformation into an arc due to absorption of radiation in discharge plasma.*

PACS: 52.80.Vp

*Keywords:* vacuum gap, laser pulse, current delay, glow discharge, arc.

### References

- I. N. Slivkov, Tech. Phys. **36**, 1084 (1966).
- V. S. Bulygin, V. B. Lebedev, and G. A. Pryanikova, Tech. Phys. **45**, 892 (1975).
- V. B. Lebedev and G. A. Pryanikova, Elektron. Tekhn. **4** (6), 76 (1979).
- V. G. Zhukovets, V. B. Lebedev, V. P. Seleznev, in Proc. Intern. Conf. High-Speed Photography (Nauka, Moscow, 1980). P. 340.
- H. Chuaqui, M. Favre, L. Soto, et al., Phys. Fluids B. **5** (11), 4244 (1993).
- M. T. Pichugina, Powerful Pulse Techniques (TPU, Tomsk, 2005) [in Russian].
- G. A. Mesyats, *Ectons in Vacuum Discharge* (Nauka, Moscow, 2000) [in Russian].
- I. N. Slivkov, *High-Voltage Processes in Vacuum* (Energoatomizdat, Moscow, 1986) [in Russian].
- S. A. Akhmanov and S. Yu. Nikitin, *Physical Optics* (Nauka, Moscow, 2004) [in Russian].
- M. A. Yakovlev, F. Yu. Volnukhin, and S. Yu. Erokhin, Prikladnaya Fizika, No. 6, 52 (2004).
- E. Yu. Loktionov, Yu. S. Protasov, and Yu. Yu. Protasov, Uspekhi Prikladnoi Fiziki **1**, 439 (2013)
- Yu. P. Raizer, *Laser Spark and Movement of Discharges* (Nauka, Moscow, 1974) [in Russian].
- N. A. Kaptsov. *Electrical Phenomena in Gases and Vacuum* (Gostekhizdat, Leningrad, 1947) [in Russian].
- S. H. Khan, Radio and Electronic Engineer. **41**, 475 (1971).
- S. H. Khan, J. Phys. D.: Appl. Phys. **4**, 344 (1971).
- A. P. Babichev, N. A. Babushkina, A. M. Bratkovsky, et al., *Physical Quantities. Handbook*. (Energoatomizdat, 1991) [in Russian].
- I. G. Kesaev, *Cathode Processes of Electrical Arc* (Nauka, Moscow, 1968) [in Russian].
- O. B. Anan'in, Yu. V. Afanas'ev, and O. N. Krokhin, *Laser Plasma* (MIFI, Moscow, 2003) [in Russian].
- D. A. Cremers and L. J. Radziemski, *Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy*. (Wiley, New York, 2006).
- L. M. Biberman, V. S. Vorob'ev, and I. T. Yakubov, *Kinetics of Non-Equilibrium Low-Temperature Plasma*. (Nauka, Moscow, 1982) [in Russian].
- Yu. P. Raizer, *Physics of Gas Discharge* (Nauka, Moscow, 1992) [in Russian].
- E. P. Velikhov, A. S. Kovalev, and A. T. Rakhmanov, *Physical Phenomena in Gas-Discharge Plasma* (Nauka, Moscow, 1987) [in Russian].
- S. K. Zhdanov, V. A. Kurnaev, M. K. Romanovsky, et al., *Foundation of Physical Processes in Plasma* (MIFI, Moscow, 2007) [in Russian].
- N. B. Delone, Interaction of Laser Radiation with Media (Nauka, Moscow, 1989) [in Russian].
- V. S. Vorob'ev, Phys.-Usp. **163**, 51 (1993).