

УДК 533.29.25

Импульсный объемный разряд в гелии при высоких перенапряжениях

В. С. Курбанисмаилов, О. А. Омаров, Г. Б. Рагимханов,
М. А. Арсланбеков, Х. М. Абакарова, А. А. Али Рафид

Экспериментально исследованы электрические, пространственно-временные и спектральные характеристики импульсного объемного разряда (ОР) в He атмосферного давления в режиме однородного горения, в режиме перехода ОР в искровой канал и при переходе ОР в сильноточный диффузный режим (СДР). Показано, что при перенапряжениях (более 300 %) формируется СДР с плотностью тока 10^2 — 10^3 А/см², концентрацией электронов $\sim 10^{16}$ см⁻³ и температурой 1—2 эВ.

PACS: 52.25.-b, 52.70.-m, 52.80.Tn

Ключевые слова: объемный разряд, диффузный канал, оптическое излучение, контракция, искровой канал, катодное пятно, сильноточный диффузный разряд.

Введение

Известно, что при пробое перенапряженных промежутков в случае инициирования разряда большим числом начальных электронов имеет место объемное протекание тока. Длительность этой стадии ограничивается неустойчивостями, возникающими как в столбе разряда, так и в приэлектродных областях [1]. В инертных газах и в смесях с небольшими добавками галогеносодержащих соединений (SF₆, CCl₄, NF₃) при удельных энерговкладах в разряд свыше 0,1 Дж/см³ возникает сильноточный диффузный разряд (СДР) [2—5]. Развитие объемного разряда затормаживается на промежуточной стадии, когда возникают диффузные каналы, которые перекрывают промежуток. В дальнейшем диффузные каналы, сливаясь, образуют однородный столб разряда высокой проводимости — сильноточный диффузный разряд. Это явление в работе [2] объясняется тем, что процесс протекания тока в объеме носит в условиях ударной ионизации неустойчивый характер, который и обуславливает образование диффузного канала. С образованием диффузного канала энергия, запа-

сенная в конденсаторе, расходуется не на дальнейшее развитие канала и преобразование его в искру, а на образование новых диффузных каналов.

Несмотря на внешнее сходство (объемное однородное свечение), свойства разряда на объемной фазе и на СДР имеют существенное различие. Речь идет, по существу, о двух разных формах объемного протекания тока. Необычность СДР заключается в том, что, в отличие от объемного разряда (ОР), который контрагируется в искровой канал, в СДР фактически отсутствует контракция.

В работах [6, 7] в объемных разрядах при высоких давлениях в воздухе в спектре излучения прикатодной плазмы обнаружены спектральные линии атомов материала электродов. Отметим, что в лазерах на парах металлов [8, 9] для ввода паров металла в зону разряда используются различные специальные методы, связанные с дополнительными энергозатратами и сложными техническими конструкциями. Однако для инертных газов пары металлов, находящиеся в разряде в процессе распыления материала электродов [4, 10], уже могут играть роль примесей. Такие примеси позволяют существенно изменить динамику развития разряда, влияя на кинетику процессов как в приэлектродных областях, так и в объеме промежутка.

Исходя из сказанного, несомненный практический интерес представляет целенаправленное экспериментальное исследование электрических, пространственно-временных и спектральных характеристик плазмы объемных и контрагированных разрядов, сам процесс перехода объемного разряда в СДР, а также исследование спектрального состава излучения как из объема, так и из приэлектродной плазмы в гелии атмосферного давления в широком диапазоне изменений начальных условий, в том числе в режиме распыления материала электродов.

Курбанисмаилов Вали Сулейманович, декан, профессор.
Омаров Омар Алиевич, зав. кафедрой, профессор.
Рагимханов Гаджимирза Балагланович, доцент.
Арсланбеков Магомедгабибула Абдурахманович, старший научный сотрудник.
Абакарова Халимат Магомедовна, аспирант.
Али Рафид Аббас Али, аспирант.
Дагестанский государственный университет.
Россия, 367000, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43^а.
Тел. (8-872-2) 56-21-22. E-mail: Vali_60@mail.ru

Статья поступила в редакцию 21 марта 2015 г.

© Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б., Арсланбеков М. А., Абакарова Х. М., Али Рафид А. А., 2015

Экспериментальная установка и методы исследования

Используемая экспериментальная установка и выбранные методы исследования подробно описаны в предыдущих работах [11, 12]. Диагностика разряда включала регистрацию разрядного тока и напряжения разряда с применением цифровых осциллографов типа Актаком и Tektronix, фотографирование интегрального свечения разряда, пространственно-временную регистрацию свечения промежутка фотоэлектронным регистратором (ФЭР-2), спектральные измерения с высоким разрешением в широком спектральном диапазоне излучения плазмы ОР при различных начальных условиях инициирования.

Для выявления наиболее ярких спектральных линий, возбуждаемых в разряде, регистрировался панорамный спектр с помощью автоматизированного комплекса монохроматор-спектрограф MS-3504i. В некоторых экспериментах в спектрографе использовалась система щелей, позволяющая регистрировать с помощью фотоумножителей динамику свечения из различных областей разрядного промежутка.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Переход разряда от объемной стадии к канальной и в СДР исследовался в промежутке с площадью разряда $S = 12 \text{ см}^2$ и расстоянием между электродами $d = 1 \text{ см}$. Давление газа менялось в пределах 1—5 атм, напряжение пробоя — от статического пробойного до перенапряжений на сотни процентов.

Исследуемый промежуток облучался УФ-излучением вспомогательного искрового разряда через сетчатый анод или от вспомогательного импульсного разряда в том же газе на расстоянии 5—7 см от оси основного промежутка. Такое расположение подсвечивающей искры позволяет создать в первом случае одинаковую по оси концентрацию начальных электронов, и одинаковую по сечению — во втором случае. УФ-излучение вспо-

могательного разряда с энергией 0,3—0,4 Дж создавало начальную концентрацию электронов $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$. Длительность светового импульса подсветки составляла 600 нс (см. рис. 1). Пробойный импульс подавался на исследуемый промежуток через 100—150 нс после подсветки.

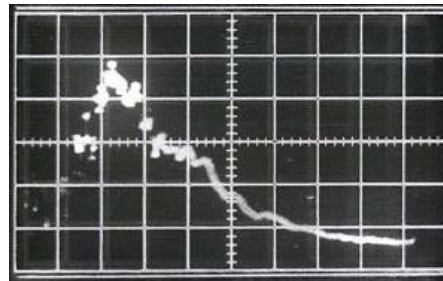


Рис. 1. Характерная временная зависимость интенсивности (в отн. ед.) светового импульса источника УФ-излучения. Развертка — 100 нс/дел.

Анализ покадровых картин формирования ОР в гелии и интегральных картин свечения промежутка, снятых при различных значениях прикладываемых полей (рис. 2 и 3), и их сопоставление с электрическими характеристиками показывает, что при облучении промежутка внешним ионизатором (ионизатор расположен сбоку от оси основного промежутка, электроды сплошные) первое регистрируемое свечение возникает на аноде с характерным размером $\sim \alpha^{-1}$ (α — коэффициент ударной ионизации), которое в дальнейшем в виде диффузного свечения распространяется к катоду [12]. При прохождении фронта диффузного свечения выравнивается распределение концентрации плазмы по длине зазора, причем формируется столб квазистабильного тлеющего разряда и область прикатодного падения потенциала (рис. 3). Таким образом, разряд переходит в следующую фазу, а именно, в фазу объемного горения. В результате уменьшается скорость ионизационных процессов в столбе разряда и устанавливается состояние, когда процессы рождения заряженных частиц компенсируются процессами их гибели. На этой стадии основные характеристики разряда остаются постоянными [12—14].

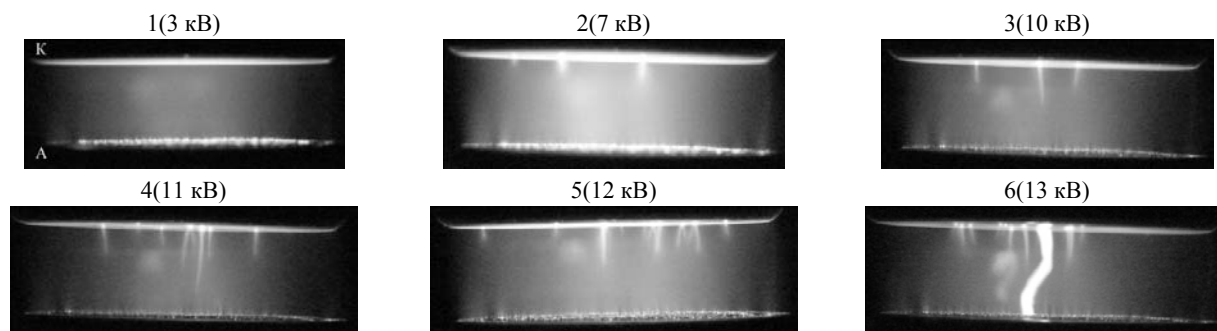


Рис. 2. Интегральные картины свечения промежутка при различных начальных условиях. Плоские электроды с межэлектродным расстоянием $d = 1 \text{ см}$ из нержавеющей стали (катод — сплошной, анод — сетчатый, давление $p = 1 \text{ атм}$)

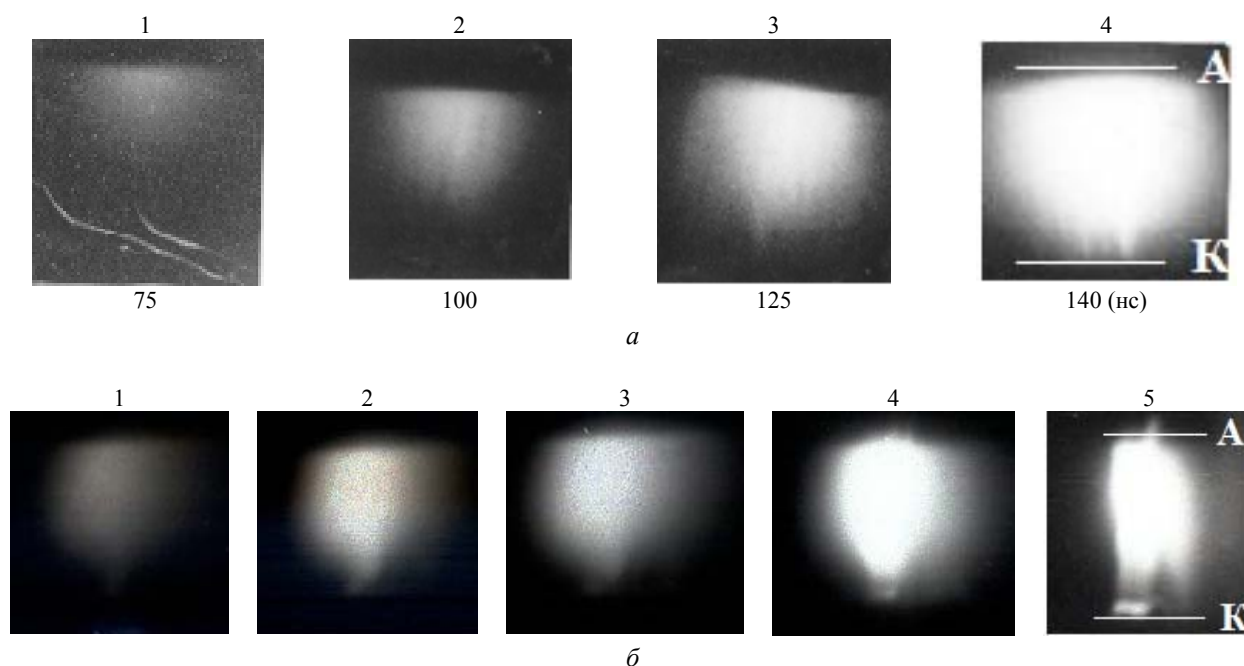


Рис. 3. Покадровые картины формирования ОР в He ($d = 1$ см, $p = 1$ атм): а — для $U_0 = 15$ кВ; б — для $U_0 = 18$ кВ. Электроды плоские, верхний электрод — анод, нижний — катод

В гелии при атмосферном давлении при малых внешних полях ($E_0 < E_{кр} = 6$ кВ/см) горит однородный объемный разряд (рис. 2, фото 1), а развитие незавершенных анодонаправленных каналов, привязанных к катодным пятнам с высокой проводимостью (плазменных каналов), началось при плотности тока ~ 40 А/см² (рис. 2, фото 2-4). В межэлектродном пространстве сохранялась хорошая однородность плазмы разряда. Увеличение плотности тока до 60 А/см² (рис. 2, фото 5) ведет к дальнейшему продвижению незавершенных анодонаправленных каналов.

Анализ экспериментальных результатов перехода диффузного ОР в контрагированный разряд и в СДР при изменении давлений в диапазоне 1—5 атм и прикладываемых напряжений от статического пробойного (напряжение статического пробойного при давлении $p = 1$ атм и длине промежутка $d = 1$ см составляет $U_{см} = 3$ кВ) до перенапряжений в сотни процентов показывает, что увеличение энерговклада в разряд приводит к контрагированию ОР в искровой канал при критическом значении приведенной напряженности электрического поля $E_{кр}/p \approx 13$ кВ/атм·см (см. рис. 2, фото 6).

На интегральных картинах свечения с ростом давления (при давлениях 2 и 3 атм в условиях эксперимента) разряд расконтрагируется, и горит однородно и диффузно, так как значения E/p с ростом давления при тех же полях оказываются малыми, существенно не достигающими критической величины $E_{кр}/p \approx 13$ кВ/атм·см [15, 16].

При большом значении запасенной энергии $CU^2/2 \geq 1$ Дж (величина накопительной емкости

$C = 1,5 \cdot 10^{-8}$ Ф, поля $E_0 \geq 12$ кВ/см) и значительных перенапряжениях $W \geq 300$ % ($p = 1$ атм, $d = 1$ см) объемный разряд в гелии преобразуется в сильноточный диффузный режим (рис. 3, а, фото 4; рис. 3, б, фото 5, электроды — плоские). Развитие объемного разряда затормаживается на промежуточной стадии в виде диффузных каналов, которые, сливаясь, образуют однородный столб разряда высокой проводимости с высокой концентрацией электронов ($\sim 10^{16}$ см⁻³) и плотностью тока порядка 10^2 — 10^3 А/см² [17]. Дальнейшее повышение напряжения приводит к росту числа катодных пятен на поверхности катода, из которых прорастают диффузные каналы. Диаметр столба растет по мере увеличения приложенного напряжения.

Результаты спектральных исследований показывают, что спектры излучения разряда (в режиме однородного горения, в режиме ОР с катодными пятнами и привязанными к ним диффузными каналами, контрагированный разряд и СДР) имеют свои особенности. В связи с этим в работе выполнены исследования по изучению закономерностей формирования спектра оптического излучения исследуемого газа (He) и материала вещества электродов (Fe) самостоятельного объемного разряда в гелии при различных энерговкладах в разряд. Наиболее интенсивные линии исследуемого газа и материала вещества электродов для различных значений прикладываемого поля, при которых наблюдаются различные режимы горения импульсного разряда в He, подробно изучены в работе [16]. Для сравнения на рис. 4 приведен панорамный спектр разряда в области длин волн 370—430 нм

для двух значений прикладываемого к промежутку напряжения (4, *a* — 10 кВ, 4, *b* — 12 кВ). Из приведенных данных следует, что с увеличением энерговыклада в разряд растет как относительная интенсивность спектральных линий, так и возбуждаются в разряде новые спектральные линии исследуемого газа (He) и материала вещества электродов (Fe).

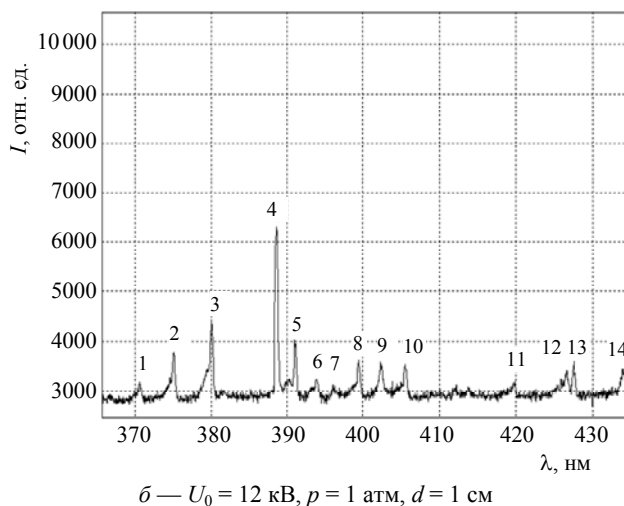
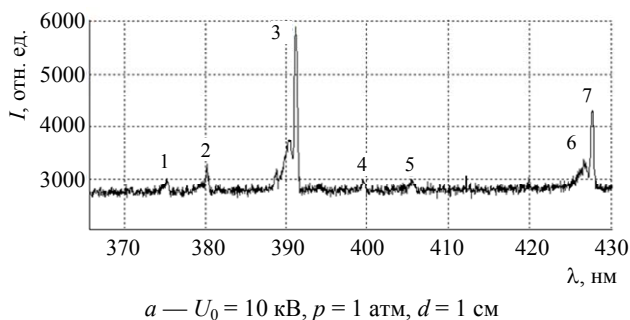


Рис. 4. Панорамный спектр разряда в He при различных начальных энерговыкладах в разряд: *a* — Fe(нм): 1 — $\lambda = 375,823$; 4 — $\lambda = 399,739$; 5 — $\lambda = 428,544$; He(нм): 2 — $\lambda = 381,96$; 3 — $\lambda = 388,865$; *b* — Fe(λ , нм): 2 — 375,8; 5 — 391,364; 6 — 394,81; 7 — 393,606; 8 — 399,739; 10 — 404,582; 11 — 419,562; 12 — 428,544; He (λ , нм): 3 — 381,96; 4 — 388,865; 9 — 403,227

На рис. 5 приведен панорамный спектр разряда в области спектра 670—730 нм для двух значений прикладываемого к промежутку напряжения (рис. 5, *a* — 7 кВ — объемный разряд, рис. 5, *b* — 12 кВ — контрагированный разряд).

Анализ панорамного спектра излучения материала катода и исследуемого газа показывает, что при возникновении на поверхности катода катод-

ных пятен и диффузных каналов (см. рис. 2, фото 2—4) в диапазоне напряжений пробоя $6 \text{ кВ} \leq U_0 \leq 10 \text{ кВ}$ в исследуемом разряде дополнительно зажигаются следующие спектральные линии исследуемого газа He (λ , нм): 501,568; 667,815 и материала электродов — катода Fe (λ , нм): 354,012; 633,68; 673,317; 843,96 [16]. При напряжениях пробоя $U_0 \geq 10 \text{ кВ}$ (перенапряжение $W \geq 230 \%$), когда промежуток перекрывается диффузными каналами и происходит контракция ОР в искровой канал (см. рис. 2, фото 5—6) дополнительно зажигаются в разряде только спектральные линии материала вещества катода Fe: 399,739 нм; 404,58 нм.

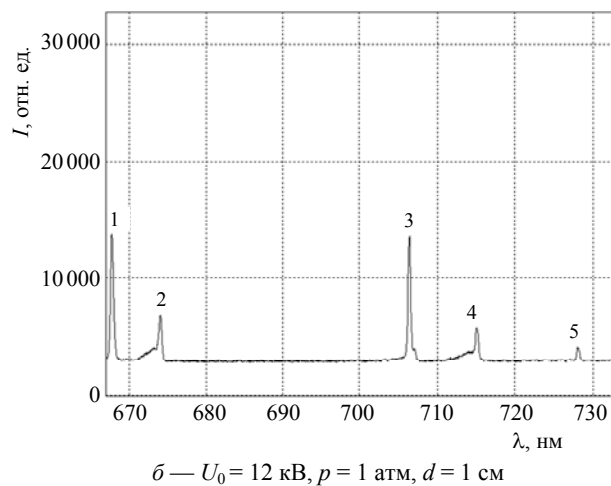
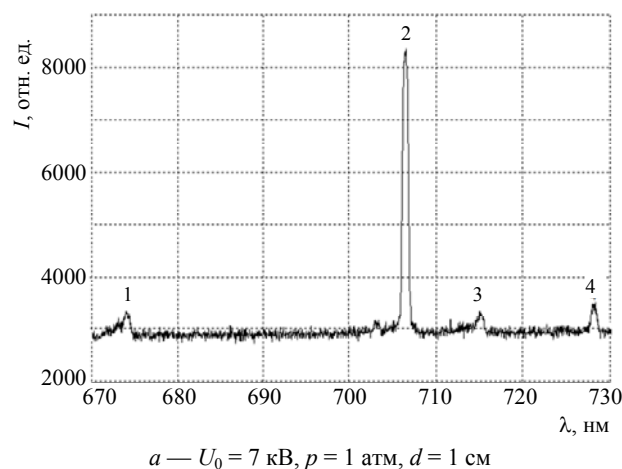


Рис. 5. Панорамный спектр разряда в He при различных начальных энерговыкладах в разряд: *a* — $U_0 = 7 \text{ кВ}$: Fe (нм): 1 — 673,31; 3 — 714,53; He (λ , нм): 2 — 706,52; 4 — 728,14; *b* — $U_0 = 12 \text{ кВ}$: Fe (нм): 2 — 673,31; 4 — 714,53; He (λ , нм): 1 — 667,82; 3 — 706,52; 5 — 728,14

Таблица

Fe, нм	391,36	394,81	396,61	419,56	750,73	843,96
	862,61	868,86	871,03	894,52	925,83	
He, нм	492,19					

В режиме СДР ($U_0 \geq 12$ кВ) резко возрастает число спектральных линий как материала электродов (катодная плазма с интенсивным спектром), связанное с взрывными процессами на катоде (катодные пятна), так и исследуемого газа. Это показано в таблице. При напряжении $U_0 = 12$ кВ удельный энерговклад в разряд составляет величину $\sim 0,1$ Дж/см³ и является максимальным для гелия в стадии однородного горения. При увеличении энергии конденсатора до 1 Дж в промежутке возникает большое число плазменных каналов (рис. 3, а, фото 4; рис. 3, б, фото 5), имеющих сравнительно большой диаметр $\sim 0,1$ см. Интенсивность многих спектральных линий He и Fe, возбуждаемых в разряде, увеличивается с увеличением амплитуды прикладываемого напряжения (рис. 6), а интенсивности некоторых линий HeI (728,135 нм, 706,52 нм и 587,56 нм) зависят слабо.

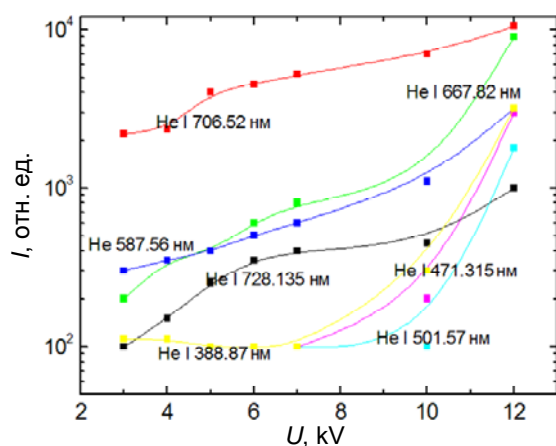


Рис. 6. Характерные зависимости интенсивности излучения спектральных линий от прикладываемого напряжения

Теоретический анализ

Рассмотрим процесс формирования СДР в гелии, который отличается от модели, принятой в работах [2, 3]. При зажигании СДР напряжение на промежутке падает. Следовательно, за счет уменьшения коэффициента ударной ионизации и установления постоянного значения напряжения горения ОР [12] неустойчивость протекания тока не должна была бы локализоваться и привести к появлению диффузного канала на фоне однородного объемного разряда. Поскольку экспериментально диффузный канал в гелии регистрируется, то природа его возникновения еще остается открытой. Распространение в промежутке последовательно перекрывающихся диффузных каналов при практически постоянном напряжении, возможно, связано, как и для газа SF₆, с существованием механизмов ограничения плотности тока в He, которые затрудняют протекание всего тока через один диффузный канал и приводят к увели-

чению объема, занимаемого разрядом, в процессе роста вводимой в плазму энергии [18].

С другой стороны, литературные данные и наши исследования показывают, что с развитием неустойчивости катодного слоя происходят многочисленные взрывы на поверхности катода. В результате в катодной области появляются пары материала катода, ионизация которых способствует повышению плотности тока при снижении величины катодного падения потенциала. Благодаря большому количеству микровзрывов, равномерно распределенных на катоде, не происходит формирования единичного контрагированного пятна, на которое замыкался бы полный ток разряда. Кроме того, даже при самой тщательной технической обработке нельзя добиться постоянства коэффициента вторичной эмиссии по поверхности катода. Поэтому с ростом разрядного тока происходит подключение большого числа элементарных катодных поверхностей, т. е. протекание тока осуществляется с больших частей катода при одновременном существовании нескольких автономных разрядов. Увеличение тока цепи приводит к возрастанию плотности тока и напряженности в прикатодном слое [12]. Большая доля энергии разряда выделяется в приэлектродных слоях. У электродов образуется канал «прямого» нагрева, растет температура и частота ионизации. В то же время коэффициент объемной рекомбинации растет с температурой значительно слабее, т. к. его температурная зависимость менее резкая, чем зависимость от температуры частоты ионизации [19]. В частности, в работе [20] установлено, что пары металла, испарившиеся в пределах опорного пятна, не распространяются вглубь разряда, а локализуется в тонком слое вблизи поверхности катода. Поэтому суть явления можно объяснить следующим образом. Испарившиеся атомы диффундируют в плазму. Часть их за счет упругих столкновений возвращается на поверхность. Кроме того, происходит интенсивная ионизация атомов металлов, так как для них потенциал ионизации меньше, увеличивается скорость избыточной ионизации атомов металла по сравнению с атомами газа. Под действием электрического поля ионы металла возвращаются на поверхность катода, где восстанавливаются до атома. Как следствие, пары металла распространяются на малое расстояние от электрода. Но расстояние ухода атомов металла от электрода увеличивается с уменьшением давления газа.

Образование тонких диффузных каналов, привязанных к катодным пятнам, возможно, обусловлено эмиссией электронов из прикатодного слоя в моменты максимальной напряженности поля в слое и их ускорения в поле столба до энергий,

достаточных для возбуждения атомов, что вызывает свечение, образующее диффузные каналы.

В работе [21] предложен механизм движения катодного пятна (КП), обеспечивающий непрерывное горение разряда. При отмирании действующего КП рядом с ним (на чистых поверхностях на расстоянии порядка радиуса пятна) происходит образование нового КП. Детали процессов образования нового эмиссионного центра до настоящего времени активно обсуждаются. Большинство исследований по катодным процессам связано с изучением области, непосредственно примыкающей к катоду. Внешнюю границу плазменного сгустка катодного пятна можно рассматривать как границу плазменного катода, которая эмитирует поток электронов и испарившихся атомов в направлении анода. Электроны в прикатодном слое набирают энергию, необходимую для ионизации в поле пространственного заряда, в основном, к концу слоя, что приводит к тому, что основное число электронов рождается на выходе из него. Эти электроны диффундируют в столб и дрейфуют в поле столба разряда. Переходу от объемного разряда к искровому предшествует взрыв микроострий, либо инициирование эмиссионного центра при пробое диэлектрических включений на поверхности катода. И в том, и в другом случае выделение энергии в локальной области приводит к резкому разогреву участка катода и его взрыву, после чего происходит разлет плазмы со скоростью $\sim 10^6$ см/с, т. е. со скоростью, на порядки превышающей звуковую скорость. При этом по слабоионизованному столбу разряда распространяется ударная волна [15]. Распространение ударной волны, инициированной катодным пятном по столбу разряда (по слабоионизованной плазме), вызывает дополнительный рост ионизации и формирование диффузного канала, вдоль которого в последующем прорастает искровой канал со скоростью $\sim 10^6$ см/с [22].

О резком уменьшении температуры плазмы катодного пятна в результате его расширения свидетельствует и ход ослабления интенсивности спектральных линий материала катода [23]. О взрывном характере образования катодного пятна (время выделения энергии плазмы) говорит и тот факт, что радиальное расширение плазмы очень быстро прекращается. Скорость же распространения вдоль плазменного столба выше, чем в невозмущенном газе (в радиальном направлении), т. е. фронт волны сферически несимметричен. Это объясняется тем, что температура газа в слабоионизованном столбе больше, чем температура окружающего газа. А ударная волна является дополнительным источником нагрева газа в диффузном канале.

Температура катодного факела, оцененная по относительной интенсивности спектральных линий материала катода, составляет 1—2 эВ. С образованием катодного пятна формируется тонкий диффузный канал, привязанный к катодному пятну, вдоль которого в последующем прорастает яркий искровой канал. Концентрация заряженных частиц на стадии горения СДР (на оси разряда), определенная по штарковскому контуру спектральной линии He II (468,6 нм), составляет величину $\sim 10^{16}$ см⁻³.

Согласно современным представлениям, эмиссия электронов с микроострия катода (при достаточно большом прикатодном падении потенциала до его взрыва) длится 10^{-9} — 10^{-8} с [20]. Следовательно, процессом, определяющим длительность однородного горения, является время формирования прикатодного падения потенциала с большой величиной напряженности поля $E \sim 10^5$ В/см [12, 24].

Процесс формирования катодного пятна на начальных этапах своего развития сходен с процессом, происходящим при электрическом взрыве проводников. Этот процесс можно разделить на две стадии. Первая стадия включает в себя нагрев металла в твердом состоянии, плавление, нагрев жидкого металла до начала парообразования. На этой стадии изменение плотности металла невелико. Вторая стадия — это стадия собственно взрыва, сопровождаемая резким возрастанием сопротивления проводника, уменьшением плотности проводника. Если первую стадию металла можно охарактеризовать только одной термодинамической переменной (температурой или удельной энергией), то вторая стадия трудна для изучения. Одна из особенностей этой стадии состоит в том, что омическое сопротивление не определяется однозначно плотностью энергии, а зависит от плотности мощности. Первая стадия этого процесса достаточно хорошо изучена как для взрывающихся проволочек [25], так и микроострий на поверхности катода [24, 26]. Здесь же мы будем рассматривать процесс расширения эмиссионного центра и формирование ударных волн.

Если время выделения энергии намного меньше, чем стадия расширения катодного пятна, то закон сохранения энергии в объеме частиц будет иметь вид $W_0 \approx \rho v^2/2$. Начальная энергия в процессе разлета переходит в кинетическую энергию частиц плазмы, вовлеченного в движение. Значение плотности за фронтом ударной волны ρ можно связать с невозмущенным значением плотности ρ_0 соотношением из работы [27]:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{M^2(\gamma + 1)}{2 + (\gamma - 1)M^2}, \quad (1)$$

где M — число Маха, γ — показатель адиабаты. Скорость расширения на начальных этапах $v \gg c$ (c — скорость звука), и закон сохранения энергии можно переписать следующим образом:

$$W_0 \approx \rho_0 \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} \cdot v^2 \approx 10^9 \text{ Дж/м}^3. \quad (2)$$

Граничные условия для ударной волны, связывающие невозмущенные значения параметров перед фронтом $\rho_0, p_0, v_0, \varepsilon_0$ (ε — внутренняя энергия газа) с их значениями за фронтом ударной волны $\rho_1, p_1, v_1, \varepsilon_1$, имеют вид, согласно работе [28]:

$$\rho_0 v_0 = \rho_1 v_1, \quad \rho^2 v_0^2 + p_0 = \rho_1 v_1^2 + p_2, \quad (3)$$

$$\varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{v_0^2}{2} = \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2},$$

где $\varepsilon = p / (\gamma - 1)\rho$. Из этих уравнений для идеального газа получается уравнение ударной адиабаты

$$\frac{p_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)\rho_1 - (\gamma-1)\rho_0}{(\gamma+1)\rho_0 - (\gamma-1)\rho_1}. \quad (4)$$

При решении уравнений (3) и (4) получаются следующие выражения для скачков величин на фронте ударной волны в зависимости от интенсивности ударной волны, задаваемые числом Маха M [27]:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{M^2(\gamma+1)}{2+(\gamma-1)M^2}; \quad \frac{p_1}{p_0} = \frac{2\gamma M^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1}; \quad (5)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{[2+(\gamma-1)M^2][2\gamma M^2 - (\gamma-1)]}{M^2(\gamma+1)^2}.$$

В ударной волне большой интенсивности, где $M \gg 1$, справедливы соотношения:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} \approx \frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)}; \quad \frac{p_1}{p_0} \approx \frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2; \quad \frac{T_1}{T_0} \approx \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} M^2. \quad (6)$$

Так как расширение плазмы катодного пятна происходит со скоростью, намного превышающей скорость звука, то на фронте волны происходит значительный рост температуры, и фронт ионизации переносится со скоростью волны.

Значительно больше энергии удается вводить в газ в фазе СДР. Длительность СДР составляет несколько микросекунд.

Заключение

В работе исследованы электрические, пространственно-временные и спектральные характе-

ристики импульсного объемного разряда (ОР) в Не атмосферного давления в режиме однородного горения, в режиме перехода ОР в искровой канал и при переходе ОР в сильнооточный диффузный режим (СДР). Показано, что при перенапряжениях (более 300 %) формируется сильнооточный диффузный разряд (СДР) с удельной мощностью $\sim 10^6$ Вт/см³, плотностью тока 10^2 – 10^3 А/см², концентрацией электронов $\sim 10^{16}$ см⁻³ и температурой 1–2 эВ. Изучены особенности спектра излучения исследуемого газа и спектра материала вещества электродов при различных начальных условиях, а именно, в режиме однородного горения ОР, в режиме перехода ОР в искровой канал и в режиме перехода ОР в СДР. Предложен качественный механизм формирования СДР в Не атмосферного давления.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части госзадания Минобрнауки России в научной деятельности, проект № 2644.

ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя. — М.: Наука, 1991.
2. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. и др. Объемные разряды, применяемые для накачки эксимерных лазеров. В кн.: Лазерные системы. — Новосибирск: Наука, 1980. С. 14–29.
3. Козырев А. В., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. и др. // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 9. С. 1817.
4. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Аиурбеков Н. А. и др. // Прикладная физика. 2004. № 3. С. 41.
5. Омаров О. А., Курбанисмаилов В. С. / Тезисы докл. на VIII ВК по ФНП. — Минск, 1991. Ч. 2. С. 85.
6. Бабич Л. П., Бабич К. П., Лойко Т. В. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 195.
7. Курбанов Э. Д., Гашимов А. М., Гурбанов К. Б. и др. // Проблемы энергетики. 2006. № 3–4. С. 60.
8. Бохан П. А., Закрежевский Д. Э. // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 4. С. 25.
9. Жуков В. В., Кучерев В. С., Латуш Е. Л. и др. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 6. С. 1257.
10. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Абакарова Х. М. и др. // Вестник ДГУ. 2013. № 6. С. 38.
11. Kurbanismailov V. S., Omarov O. A., Arslanbekov M. A., et al. // Plasma Physics Reports. 2012. V. 38. No. 1. P. 22.
12. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А. // ТВТ. 1995. Т. 33. № 3. С. 346.
13. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Аиурбеков Н. А. и др. // Известия вузов. Северо-Кавказ. регион. Естеств. науки. 2006. № 4. С. 45.
14. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Аиурбеков Н. А. // Прикладная физика. 2003. № 4. С. 20.
15. Омаров О. А., Курбанисмаилов В. С., Арсланбеков М. А. и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 1. С. 26.
16. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б. и др. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 3. С. 234.
17. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Аиурбеков Н. А. и др. // Вестник ДГУ. 2005. С. 58.
18. Аполлонов В. В., Белевцев А. А., Казанцев С. Ю. и др. // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. № 3. С. 207.

19. Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахимов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. — М.: Наука, 1987.
20. Луковникова М. П. / Материалы Всероссийской конференции по ФНТП. — Петрозаводск, 2001. Т. 1. С. 178.
21. Цыдипов Б. Д., Заятуев Х. Ц. / Тезисы докл. ВК по ФГР. — Рязань, 2000. Ч. 1. С. 14.
22. Хачалов М. Б., Ахмедова Х. Г. // ТВТ. 2007. Т. 45. № 4. С. 1.
23. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Хачалов М. Б. и др. // Инженерная физика. 2013. № 11. С. 47.
24. Месяц Г. А. // УФН. 1995. Т. 165. № 6. С. 601.
25. Бурцев В. А., Калинин Н. В., Лучинский А. В. Электрический взрыв проводников. — М: Энергоатомиздат, 1990. — 293 с.
26. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. — Новосибирск: Наука, 1984.
27. Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М: Наука, 1966.
28. Хачалов М. Б., Ахмедова Х. Г. // ТВТ. 2007. Т. 45. № 6. С. 1.

Pulse volume discharge in helium at high overvoltages

V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov,
M. A. Arslanbekov, Kh. M. Abakarova, and A. A. Ali Rafid

Dagestan State University
43^a M. Gadzhiev str., Makhachkala, 367000, Russia
E-mail: Vali_60@mail.ru

Received March 21, 2015

The electrical, spatially-temporary and spectral characteristics of the pulse volume discharge in helium at atmospheric pressure have been investigated. It is shown that a heavy-current diffuse mode was formed at the 300% overvoltages. Here a current density was 10^2 – 10^3 A/cm², an electron concentration was 10^{16} cm⁻³, and a temperature was 1-2 eV.

PACS: 52.25.-b, 52.70.-m, 52.80.Tn

Keywords: volume discharge, diffuse canal, optic radiation, spark canal, cathode spot, heavy-current diffuse discharge.

REFERENCES

1. Yu. D. Korolev and G. A. Mesyats, *Physics of Pulse Breakdown* (Nauka, Moscow, 1991) [in Russian].
2. Yu. I. Bychkov, Yu. D. Korolev, G. A. Mesyats, et al., *Volume Discharges for Excimer Lasers Pump*. In *Book: Laser Systems* (Nauka, Novosibirsk, 1980). P. 14–29 [in Russian].
3. A. V. Kozyrev, Yu. D. Korolev, G. A. Mesyats, et al., *Tech. Phys.* **51**, 1817 (1981).
4. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, N. A. Ashurbekov, et al., *Prikladnaya Fizika*, No. 3, 41 (2004).
5. O. A. Omarov and V. S. Kurbanismailov, in *Proc. VIII VK on FNP, Part 2* (1991). P. 85.
6. L. P. Babich, K. P. Babich, T. V. Loiko, et al., *Tech. Phys.* **47**, 195 (1977).
7. E. D. Kurbanov, A. M. Gashimov, K. B. Gurbanov, et al., *Probl. Energet.*, No. 3-4, 60 (2006).
8. P. A. Bokhan and D. E. Zakreevsky, *Tech. Phys.* **67**, 25 (1997).
9. V. V. Zhukov, V. S. Kucherev, E. L. Latush, et al., *Quant. Electron.* **4**, 1257 (1977).
10. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, Kh. M. Abakarova, et al., *Vestnik DGU*, No. 6, 38 (2013).
11. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, M. A. Arslanbekov et al., *Plasma Physics Reports* **38**, 22 (2012).
12. V. S. Kurbanismailov and O. A. Omarov, *High Temp.* **33**, 346 (1995).
13. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, N. A. Ashurbekov, et al., *Izv. Vuzov. Sev.-Kavkaz. Region. Estestv. Nauki*, No. 4, 45 (2006).
14. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, and N. A. Ashurbekov, *Prikladnaya Fizika*, No. 4, 20 (2003).
15. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, N. A. Ashurbekov et al., *Fizika Plazmy* **38**, 26 (2012).
16. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov, et al., *Uspekhi Prikladnoi Fiziki* **2**, 234 (2014).
17. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, N. A. Ashurbekov et al., *Vestnik DGU*, No. 1, 58 (2005).
18. V. V. Apollonov, A. A. Belevtsev, S. Yu. Kazantsev, et al., *Quant. Electron.* **30**, 207 (2000).
19. E. P. Velikhov, A. S. Kovalev, and A. T. Rakhimov, *Physical Phenomena in Gas Discharge Plasma* (Nauka, Moscow, 1987) [in Russian].
20. M. P. Lukovnikova, in *Proc. All-Russian Conf. FNTP. Vol. 1.* (Petrozavodsk, 2001). P. 178.
21. B. D. Tsydipov and Kh. Ts. Zayatuev, in *Proc. VK FGR. Part 1.* (Ryazan', 2000). P. 14.
22. M. B. Khachalov and Kh. G. Akhmedova, *High Temp.* **45** (4), 1 (2007).
23. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, M. B. Khachalov, et al., *Inzhenernaya Fizika*, No. 11, 47 (2013).
24. G. A. Mesyats, *Phys. Usp.* **165**, 601 (1995).
25. V. A. Burtsev, N. V. Kalinin, and A. V. Luchinsky, *Electrical Explosion of Conductors* (Energoatomizdat, Moscow, 1990) [in Russian].
26. G. A. Mesyats and D. I. Proskurovsky, *Pulse Electrical Discharge in Vacuum* (Nauka, Novosibirsk, 1984) [in Russian].
27. Ya. V. Zeldovich and Yu. P. Raiser, *Physics of Shock Waves* (Nauka, Moscow, 1966) [in Russian].
28. M. B. Khachalov and Kh. G. Akhmedova, *High Temp.* **45** (6), 1 (2007).