

**ГЕНЕРАЦИЯ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ
МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА
В СУБНАНОСЕКУНДНЫХ САМОСТОЯТЕЛЬНЫХ РАЗРЯДАХ
В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ**© 2023 г. С. Н. Иванов^{а,*}, В. В. Лисенков^а^аИнститут электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*e-mail: stivan@ier.uran.ru

Поступила в редакцию 22.06.2023 г.

После доработки 28.08.2023 г.

Принята к публикации 01.09.2023 г.

Представлены результаты численного 3D-моделирования развития электронной лавины, инициированной автоэмиссионным электроном, в небольшой по размеру области усиленного электрического поля вблизи микронеоднородности на катоде. Моделирование проводилось для разрядных промежутков с изначально однородным распределением электрического поля с приведенной напряженностью существенно меньшей, чем требуется по критерию убегания электронов. Исследовалась возможность перехода автоэмиссионных электронов, инициирующих лавины, и электронов в этих лавинах в режим убегания. Были рассмотрены микронеоднородности в виде конуса, капли металла, границы между порами или микрократерами. Расчеты проведены для азота в диапазоне давлений от атмосферного до 40 атм. Показано, что полученная вблизи микронеоднородности начальная энергия может существенно облегчить уход электрона в режим убегания. И электрон продолжит убегать в слабом, по критерию убегания, электрическом поле разрядного промежутка. Показано, что этот эффект особенно заметен при давлениях газа свыше 10 атм. Проведен сравнительный анализ результатов моделирования с полученными нами экспериментальными данными по коммутационным характеристикам разрядного промежутка, заполненного азотом, при воздействии на него импульсами напряжения с субнаносекундными фронтами различной крутизны. Это позволило разделить диапазоны экспериментальных условий на те, когда для убегания электронов достаточно только усиления электрического поля вблизи микронеоднородности, и когда для убегания дополнительно необходимо электрическое поле лавины критического или близкого к критическому размера.

DOI: 10.31857/S0367292123600796, EDN: FXTBRM

1. ВВЕДЕНИЕ

В многочисленных экспериментах по пробоем газов под воздействием импульсного напряжения проведенных в микро- и наносекундном диапазоне, обобщенных в монографиях [1, 2], было показано, что характер инициирования начальных электронов определяющим образом влияет на весь процесс развития разряда, определяя пространственную структуру разряда, динамику развития разряда и его коммутационные характеристики (напряжение импульсного пробоя, время запаздывания пробоя, время коммутации). Известно также, что в электрических полях с напряженностью $E > 300$ кВ/см при самопроизвольном инициировании разряда начальные электроны возникают, как правило, на катоде за счет автоэлектронной эмиссии с микровыступов на его поверхности [1, 2]. В этом случае развивается ла-

винно-стримерный разряд [1–3] или, если автоэлектронная эмиссия начинается практически одновременно с нескольких микровыступов, формируется многоканальный разряд.

В разрядах, развивающихся с участием убегающих электронов, присутствует объемная или диффузная стадия [1, 2, 4–7]. В этом случае смена механизмов инициирования и дальнейшего развития разряда приводит к существенному изменению коммутационных характеристик разрядного газового промежутка, что было показано в работе [8]. Поэтому исследования режима убегания электронов в настоящее время являются одним из ключевых моментов при изучении субнаносекундных газовых разрядов. Понятие “убегающие электроны” (УЭ) подробно разъяснено в [1, 2, 4–7]. Здесь мы отметим только основные моменты. При достаточно высоких приведенных напряженностях электрического поля E/p (где p –

давление газа) дрейфующий в газе в электрическом поле свободный электрон может перейти в режим убегания. При дрейфе электрон получает от электрического поля энергию направленного движения, которую тратит на ионизацию и возбуждение молекул газа в неупругих столкновениях. Процесс потери части энергии носит статистический характер. В результате при превышении ею некоторого порогового значения (определяемого давлением и типом газа) часть электронов начинает в среднем набирать энергию превышающую неупругие потери. Эти электроны перейдут из режима дрейфа в режим убегания. Режим убегания иногда также называют режимом “непрерывного ускорения электронов”, а убегающие электроны – “непрерывно ускоренными”. Убегающие электроны, пересекая межэлектродный промежуток за времена, сравнимые с их пролетом в вакууме, создают предварительную ионизацию газовой среды, что приводит к развитию многолавинного разряда. Это может существенно ускорить дальнейшее протекание ионизационных процессов, приводящих к пробое промежутка. Интенсивные исследования режима убегания электронов были начаты в конце 1960-х гг. В работах [4, 9–13] был экспериментально установлен факт существования убегающих электронов для давлений газа порядка атмосферного. Была разработана теория перехода электронов в режим убегания и сформулирован критерий убегания электронов [14–17]. Согласно этому критерию, для реализации режима убегания необходимо, чтобы напряженность электрического поля превышала критическое значение E_{cr} . Результаты исследований были обобщены в монографиях и обзорях [1, 2, 4–6]. Следует отметить, что упомянутый выше критерий убегания электронов был получен при анализе баланса энергии дрейфующего в электрическом поле электрона, в котором потери полученной от поля энергии определялись силой трения электрона в газе (описывается формулой Бете [18]). Полученное значение приведенной критической напряженности электрического поля (воздух, азот) (E_{cr}/p) составляло около 590 В/(см·Торр). В дальнейшем были проведены самосогласованные численные расчеты для кинетики электронов (в том числе убегающих) с учетом динамики электромагнитного поля в газоразрядном промежутке [19, 20]. Согласно этим расчетам, единичные убегающие электроны в атмосферном воздухе начинают появляться уже при E/p в интервале 290–315 В/(см·Торр).

В условиях однородного (имеется ввиду конфигурация электрического поля в разрядном промежутке, определяемая формой его электродов) электрического поля в случае миллиметровых зазоров катод–анод можно реализовать $E/p > E_{cr}/p$ при давлениях азота примерно до 3 атм

[21]. Это связано с конечной электрической прочностью разрядного газового промежутка: при более высоких давлениях электрический пробой промежутка произойдет раньше, чем мы достигнем требуемого по критерию убегания значения E_{cr}/p , поскольку E_{cr} пропорционально увеличивается с ростом p [2, 6]. Это объясняет тот факт, что до недавнего времени практически все экспериментальные исследования режима убегания электронов проводились в разряженных газах или при давлениях порядка атмосферного, где согласно теории режим убегания имеет место. Был также проведен ряд исследований режима убегания в различных газах при давлениях до 12 атм [22–25]. В этих работах катод разрядного промежутка имел геометрию (игольчатые катоды, катоды с острой кромкой и др.), обеспечивающую значительное усиление электрического поля в прикатодной области (и, соответственно, рост E/p в прикатодной области до значений превышающих E_{cr}/p), а длина разрядного промежутка была 1 см и более. Область усиления электрического поля в этих экспериментах имела достаточно протяженный размер. Следует отметить, что такие катоды практически не используются в высокопрецизионной электрофизической аппаратуре из-за их быстрого разрушения [26].

Известно также, что электрон с высокой начальной энергией, инжектированный в разрядный промежуток в котором $E/p < E_{cr}/p$, может начать убегать в этом слабом электрическом поле. Данный факт позволил объяснить механизм образования молнии [27–31].

В работе [32] было показано, что УЭ экспериментально регистрируются при субнаносекундном разряде в азоте при давлениях, вплоть до 40 атм, а не только в разряженных газах и при давлениях в несколько атмосфер. В этих экспериментах пробой газа происходил в однородном электрическом поле (катод разрядного промежутка имел радиус 1 см, а анод был плоским) на фронте прикладываемого к разрядному промежутку субнаносекундного импульса напряжения. Приведенная напряженность среднего электрического поля E/p оценивалась из напряжения пробоя (то есть по самому верхнему пределу) и равнялась 35–60 В/(см·Торр) в зависимости от давления. В этих условиях критерий убегания [1, 2, 5, 6] в среднем электрическом поле обеспечиваемого геометрией разрядного промежутка не выполнялся: E/p было существенно меньше E_{cr}/p . В работе [33] были аналитически проанализированы эксперименты описанные в [21, 32, 34] и предложен новый механизм убегания электронов, реализующийся при давлениях газа от 10 до 40 атм для этих условий. Согласно этому механизму, электроны переходят в режим убегания в зоне усиленного электрического поля, возникающей

между микровыступом на катоде, источником автоэмиссионных электронов, и областью накапливаемого у катода не скомпенсированного объемного заряда положительных ионов, остающихся в хвосте развивающихся электронных лавин. В результате с задержкой во времени, необходимой для формирования зоны усиленного поля, будет происходить ионизация в объеме газа убегающими электронами. Было также качественно аналитически показано, что для давлений до 10 атм в экспериментах, описанных в [21, 32, 34], убегание электронов также может происходить вблизи микровыступов на катоде или вблизи головки электронной лавины.

Целью настоящей работы является дальнейший анализ возможных механизмов генерации убегающих электронов при формировании нано- и субнаносекундного газовых разрядов при высоких и сверхвысоких давлениях. Полученные результаты будут полезны для разработчиков газовых коммутаторов нано- и субнаносекундного диапазона, поскольку, как было показано в [8], участие УЭ в инициировании разряда в итоге коренным образом определяет коммутационные характеристики разряда. Очевидно, что аналитические модели, использованные в [33], обладают не высокой точностью описания ионизационных процессов в сравнении с современными методами численного счета [35–38]. Методом достижения поставленной цели будет численное 3D-моделирование процесса набора энергии автоэмиссионным электроном в небольшой по размеру (микронного масштаба) области усиленного поля вблизи микронеоднородности на катоде. Такие микронеоднородности (микроострия, капли металла, границы пор или кратеров в металле и т.д.) всегда есть на поверхности даже хорошо отполированных, а затем тренированных сотнями приложенных импульсов высокого напряжения катодов. Следует отметить, что наличие микронеоднородностей на поверхности катода не искажает общей конфигурации электрического поля в разрядном промежутке, определяемой формой его электродов. Полученная вблизи микронеоднородности начальная энергия может существенно облегчить уход электрона в режим убегания, в том числе и при напряженностях среднего электрического поля в разрядном промежутке E/p существенно меньших E_{cr}/p . Полученные в численных расчетах значения E для различных по форме и размерам микронеоднородностей, при которых происходит убегание электронов, планируется сравнить с экспериментально полученными значениями E для различных p . Это сравнение позволит точно определить границу применимости аналитически разработанных в [33] механизмов убегания в зависимости от давления газа и степени шероховатости поверхности катода.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В экспериментах использовалась ранее разработанная установка позволяющая выполнять широкий спектр исследований по импульсным разрядам в газе. Ее конструкция и конструкция разрядной камеры подробно описаны в работах [8, 39]. Разрядный промежуток был выполнен в виде зазора в центральном электроде коаксиального диода, заполненного газом. Катод и анод были изготовлены из нержавеющей стали и имели радиус закругления вершины 1 см. Такой большой радиус закругления электродов был выбран для формирования в разрядном промежутке достаточно однородного электрического поля, что существенно облегчает интерпретацию полученных экспериментальных данных [2]. Кроме того, в этом случае инициирующие автоэмиссионные электроны возникали не в областях усиления поля, возникающих из-за макрогеометрии катода, а именно у микровыступов на поверхности катода. Поверхность электродов была отполирована до зеркального блеска на полировальном круге. Внешний узел регулировки с микрометрическим винтом позволял прецизионно передвигать анод без разгерметизации экспериментальной камеры. В качестве исследуемого газа в экспериментах использовался особо чистый азот (99.996%). Отметим, что при такой конфигурации разрядного газового промежутка разряд со 100% вероятностью происходит именно в газе. Ранее в ряде экспериментов по импульсному электрическому пробое в газах, систематизированных позднее в монографиях [1, 2, 26], стенки разрядника изготавливались из диэлектрических материалов (например, капролона) и разряд мог инициироваться из тройной точки: газ–диэлектрик–металлический катод. И развиваться, в том числе, и по поверхности изолятора. Измерения проводились методом рефлектометрии: с помощью широкополосного делителя напряжения (рис. 1) регистрировались субнаносекундные импульсы напряжения отразившиеся от разрядного промежутка в режимах отсутствия пробоя (режим холостого хода) $U_{im}(t)$ и в случае пробоя $U(t)$.

Режим работы разрядного газового промежутка G иллюстрируется рис. 1 и 2. Формирующая линия генератора импульсов (ГИ) L_{pg} заряжается до напряжения U_0 . При срабатывании коммутатора S на выходе ГИ импульс напряжения $U_1(t)$ с амплитудой $U_0/2$ распространяется по согласованному по волновому сопротивлению с выходным сопротивлением ГИ коаксиальному тракту L_1 в сторону разрядного промежутка G . На предпробойной стадии амплитуда импульса $U_1(t)$ удваивается на катоде промежутка G . Если бы пробой промежутка не происходил (режим холостого хода), то напряжение на разрядном газовом промежутке $U(t)$ соответствовало бы пунктирной

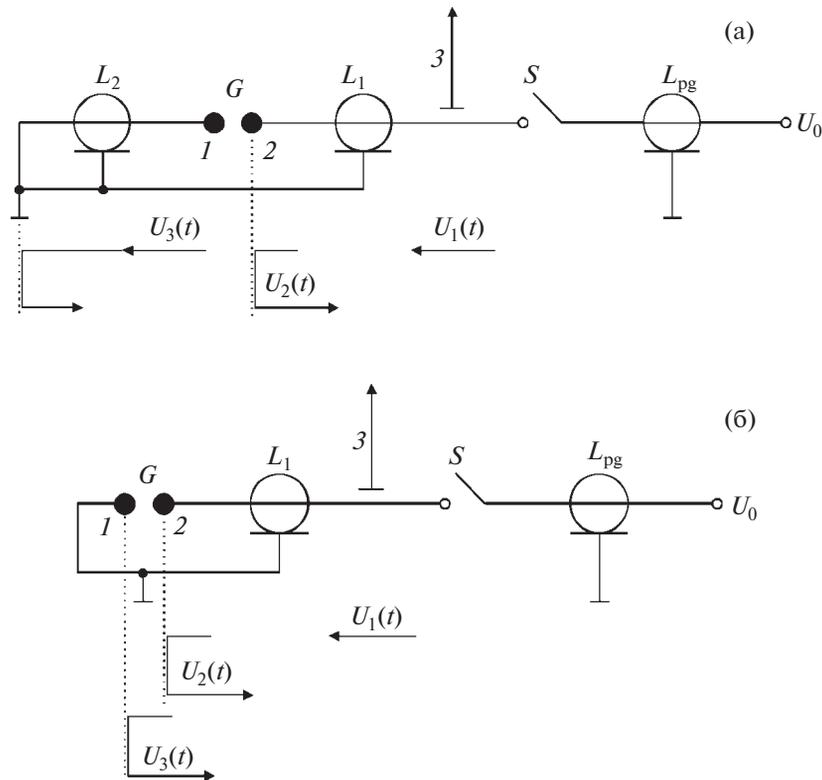


Рис. 1. Эквивалентные схемы разрядного контура: L_{pg} – формирующая линия ГИ; S – ключ; L_1 – передающая 50 Ом коаксиальная линия; L_2 – нагрузочная 50 Ом коаксиальная линия; G – разрядный газовый промежуток; 1 – подвижный анод; 2 – катод; 3 – емкостной делитель напряжения; U_0 – напряжение зарядки ГИ; $U_1(t)$ – падающая на разрядный промежуток волна напряжения; $U_2(t)$ – волна напряжения отраженная от разрядного промежутка на стадии запаздывания пробоя; $U_3(t)$ – волна напряжения в нагрузочной линии L_2 .

линии $U_{im}(t)$ и достигло бы в итоге напряжения зарядки ГИ U_0 . При пробое промежутка G , отраженная от него на предпробойной стадии волна напряжения U_2 с амплитудой $U_{pbr}/2$ распространяется обратно в сторону ГИ. После пробоя в нагрузочной линии L_2 начинает распространяться волна напряжения $U_3(t)$, которая, достигая короткозамкнутого конца коаксиального тракта, отражается от него, и начинает распространяться обратно в сторону разрядного промежутка. Линия L_2 обеспечивает временную развязку падающей на разрядный промежуток волны напряжения $U_1(t)$ и отраженной от короткозамкнутого конца коаксиального тракта волны напряжения $U_3(t)$. Наличие нагрузочной линии L_2 в экспериментах по исследованию коммутационных характеристик разрядного промежутка нам представляется весьма важным. При ее отсутствии, в случае заземленного анода (схема с заземленным анодом часто применяется в экспериментах по исследованию газового разряда [см., например, ссылки 4, 9–13, 32, 40, 41]), в разрядном промежутке на стадии пробоя одновременно распространяются две

встречных волны напряжения ($U_1(t)$ и $U_3(t)$) (см. рис. 16). Это, безусловно, скажется на корректности измерений при исследовании коммутационных характеристик разрядного газового промежутка. Емкостной делитель напряжения был выполнен в виде диска фольгированного лавсана толщиной 100 мкм, наклеенного на внутреннюю поверхность корпуса коаксиальной линии L_1 . Для калибровки делителя и коаксиального измерительного тракта использовался низковольтный генератор, выполненный на ртутном герконе [42]. Полоса пропускания измерительной цепи составляет 18 ГГц. Делитель напряжения был расположен на расстоянии от разрядного промежутка G , достаточном, чтобы обеспечить временную развязку прикладываемого ($U_1(t)$) к разрядному промежутку и отраженного от него ($U_2(t)$) импульсов напряжения. Поэтому в случае пробоя промежутка реальное напряжение на нем на стадиях запаздывания пробоя и пробоя определяется как $U(t) = 2U_2(t)$.

К исследуемому разрядному промежутку прикладывался импульс высокого напряжения с субнаносекундным фронтом (кривая 1 на рис. 3).

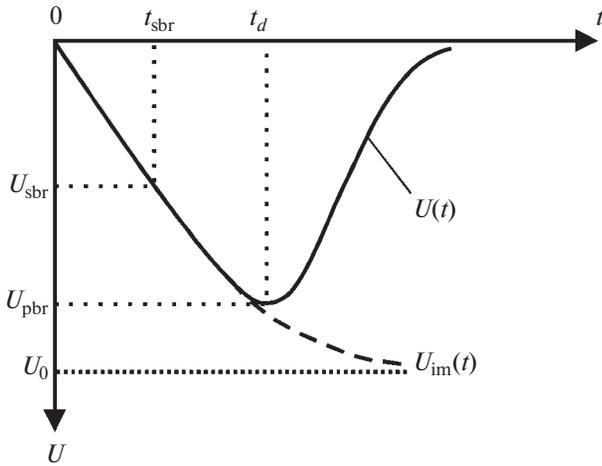


Рис. 2. Напряжение на разрядном промежутке: $U_{im}(t)$ – напряжение на разрядном промежутке при отсутствии его пробоя (режим холостого хода); $U(t)$ – напряжение на разрядном промежутке на стадиях запаздывания пробоя и пробоя; U_{pbr} – напряжение пробоя в импульсном режиме; U_{sbr} – напряжение статического пробоя; t_d – время запаздывания пробоя в режиме импульсного пробоя; t_{sbr} – время, в течение которого напряжение на разрядном газовом промежутке достигает напряжения статического пробоя U_{sbr} .

Точно такой же по форме и параметрам импульс напряжения мы прикладываем к разрядному промежутку в экспериментах, в которых ранее были зарегистрированы УЭ при давлениях до 40 атм в очень слабом (при $E/p \approx E_{cr}/p$) по критерию убегающих электронов однородном электрическом поле [32]. То есть мы обеспечили в описываемом в этом разделе эксперименте для развития разряда практически идентичные условия в разрядном промежутке с условиями работы [32]. Единственным отличием было то, что в нашем эксперименте использовался анод с радиусом закругления вершины 1 см, а в работе [32] выполненный из сетки анод был плоским. Но на величины среднего электрического поля в разрядном промежутке это практически не влияет.

На поверхности даже тщательно отполированных электродов всегда есть большое количество микроцарапин, частичек абразива и других микронеоднородностей, которые становятся центрами автоэмиссии. Поэтому характеристики разряда при первых включениях коммутатора с полированными электродами будут не стабильны, поскольку возникшие при механической обработке микронеоднородности на поверхности катода постепенно разрушаются и уже не восстанавливаются при работе разрядника. Поэтому поверхность электродов непосредственно перед каждым экспериментом тренировалась несколькими сотнями импульсов высокого напряжения,

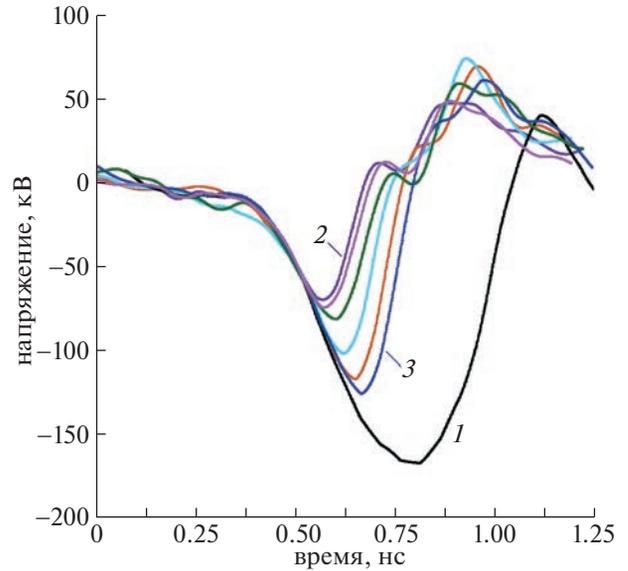


Рис. 3. Напряжение на разрядном газовом промежутке (азот, $d = 0.5$ мм). Кривая 1 – напряжение на разрядном газовом промежутке в режиме холостого хода $U_{im}(t)$; остальные кривые демонстрируют напряжение на разрядном газовом промежутке на предпробойной стадии и стадии пробоя $U(t)$ при изменении давления от 1 до 40 атм (кривые 2 и 3 получены при давлениях 1 атм и 40 атм соответственно). Не пронумерованные на рисунке кривые получены при давлениях 5, 10, 20 и 30 атм. Импульсы измерены осциллографом Tektronix TDS 6604 (полоса пропускания 6 GHz, время установления переходной характеристики 70 пс).

приложенными к газовому зазору. В результате тренировки на поверхности электродов формируются микровыступы, возникающие уже в процессе горения разряда. Именно такая поверхность электродов формируется и при работе газовых разрядников с большим ресурсом включений в различной электрофизической аппаратуре. Следовательно, результаты проведенных исследований могут быть в дальнейшем использованы при разработке субнаносекундных газовых коммутаторов высокого давления. Кроме того, тренировка электродов позволяет изучать характеристики разряда в стабильных условиях, что повышает и достоверность получаемых в экспериментах результатов. Эксперименты проводились только в режиме одиночных импульсов. Это делалось с целью исключить влияние остаточной плазмы, возникшей при предыдущем разряде, на процессы иницирования разряда. После каждой смены давления в камере электроды разводились так, чтобы газовый промежуток не пробивался. Отсутствие пробоя контролировалось визуальным методом (по отсутствию свечения между электродами) через стеклянные окна, имеющие в экспериментальной камере, и с помощью ос-

циллографа. В обстановке полной темноты контролировалось отсутствие паразитных разрядов (такие разряды, в том числе и незавершенные, могут развиваться по поверхности изоляторов; из тройных точек: металл, диэлектрик, газ). Таким образом, мы убеждались в отсутствии паразитной ультрафиолетовой подсветки разрядного промежутка, которая могла вызвать многоэлектронное инициирование разряда и привести к зажиганию объемного разряда. Кроме того, поддерживающие центральный электрод камеры изоляторы были отодвинуты максимально далеко от разрядного промежутка.

Типичные осциллограммы напряжения на разрядном промежутке при его пробое $U(t)$ приведены на рис. 3. Крутизна фронта напряжения на предпробойной стадии достигала величины в 5.3×10^{14} В/с. Такие осциллограммы были получены для зазоров с длиной разрядного промежутка d равной 0.5, 0.75 и 1.05 мм. При этом при фиксированной величине d мы постепенно повышали давление азота в диапазоне от атмосферного давления до 40 атм. Давление менялось с шагом в 5–10 атм. Параметры прикладываемого к разрядному промежутку от ГИ импульса напряжения в течение всего эксперимента не менялись. Имея такой массив экспериментального материала, мы легко можем определить напряженность среднего электрического поля E в любой момент времени как $U(t)/d$. Очевидно, что максимально возможное среднее поле в разрядном промежутке будет в момент времени t_d и определить его можно как $E_{\max} = U_{\text{pbr}}/d$.

В нашем случае разрядный промежуток работает в режиме больших перенапряжений. Это значит, что мы на предпробойной стадии обеспечиваем в нем электрическое поле, существенно превышающее поле статического пробоя. В свою очередь, в качестве внешнего параметра, характеризующего уровень электрического поля в зазоре, удобно использовать коэффициент перенапряжения K , который показывает превышение напряжения пробоя в импульсном режиме U_{pbr} над напряжением статического пробоя U_{sbr} для одного и того же разрядного промежутка:

$$K = (U_{\text{pbr}} - U_{\text{sbr}})/U_{\text{sbr}}. \quad (1)$$

В однородном электрическом поле напряжение статического пробоя будем оценивать из известного критерия [3, 43]:

$$\gamma[\exp(\alpha d) - 1] = 1, \quad (2)$$

где α – коэффициент ударной ионизации, γ – коэффициент, характеризующий вторичные процессы на катоде. По данным разных авторов коэффициент γ изменяется в пределах 10^{-4} – 10^{-6} . Как показали проведенные нами оценки, величина γ влияет на конечный результат с точностью

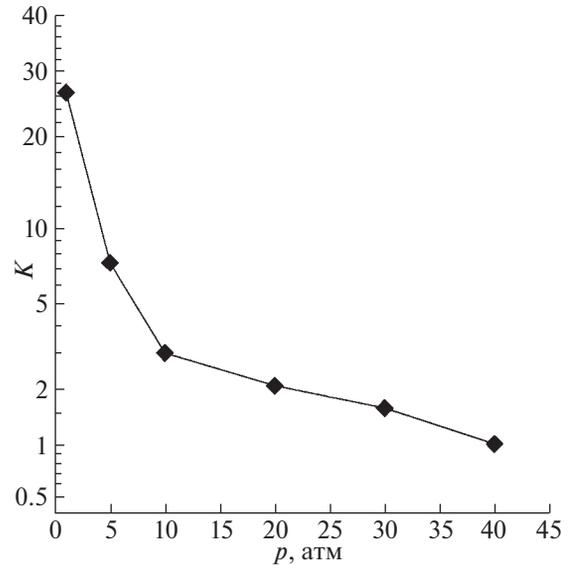


Рис. 4. Зависимость коэффициента перенапряжения K разрядного промежутка с длиной зазора катод–анод 0.5 мм от давления.

около 5%. Поэтому в оценках будем принимать коэффициент $\gamma = 10^{-4}$, такой же, как в работах [43, 44]. В оценках будем использовать часто применяемую аппроксимацию для коэффициента ударной ионизации α [2, 3, 45]

$$\frac{\alpha}{p} = 8.8 \exp\left(-\frac{275}{E/p}\right), \quad (3)$$

где размерности используемых величин, следующие: E/p [В/см · Торр], α [1/см].

На рис. 4 приведена зависимость коэффициента перенапряжения K разрядного промежутка с длиной зазора катод–анод 0.5 мм от давления. Увеличение давления азота с атмосферного до 40 атм приводит к падению K в 26 раз.

Нужно отметить, что использование только осциллографических методов исследования не позволяет дать однозначную трактовку явлений, имеющих место на предпробойной стадии импульсного разряда в газе. Осциллографические измерения необходимо сочетать как с регистрацией свечения разряда, выполненной с временным и пространственным разрешением, так и с детальным численным моделированием автоэмиссионных процессов на катоде и ионизационных процессов в газе. Этот факт отмечен в ставших классическими монографиях [1, 2]. Авторами настоящей работы ранее выполнен ряд работ по исследованию субнаносекундного разряда в газах высокого и сверхвысокого давления вышеупомянутыми методиками (см., например, наши статьи в [46–56]). В этих работах было показано, что убегание электронов на фронте импульса на-

пряжения, прикладываемого к разрядному промежутку, обеспечивает предварительную ионизацию газовой среды, что приводит к объемной форме самостоятельного субнаносекундного разряда на начальной стадии его развития.

Следует упомянуть также работу [55], которая позволяет нам дать оценку для момента генерации пучка УЭ и привязать его к временной шкале импульса напряжения на разрядном промежутке. В [55] был проведен численный анализ ионизационных процессов, протекающих на предпробойной стадии самостоятельного разряда в азоте при давлении в 40 атм, развивающегося при участии убегающих электронов. В этом численном эксперименте проводились самосогласованные расчеты, учитывающие кинетику электронов, в том числе убегающих, и динамику электромагнитного поля в газоразрядном промежутке в 2D-приближении. Динамика как быстрых, так и медленных электронов рассчитывалась методом PIC MCC, реализованном в open-source коде ХООРМС с оптимизацией для решения задач по разрядам в газах [35]. Динамика электромагнитного поля в газовом диоде рассчитывалась с использованием системы уравнений Максвелла. Ранее с помощью подобной методики был решен ряд задач по моделированию развития субнаносекундного разряда с участием убегающих электронов [36–38]. Расчеты показали, что генерация пучка УЭ приводит к быстрому спаду напряжения на промежутке. В приведенных расчетах из-за вычислительных сложностей, к сожалению, не учитывались процессы в подводящей коаксиальной линии. Поэтому спад напряжения в расчетах [55] происходит, по нашим оценкам несколько раньше, чем в реальности вследствие того, что плазме необходимо время, чтобы набрать достаточное количество заряда. Тем не менее качественный вывод этих расчетов о том, что спад напряжения на промежутке может начаться уже в процессе движения аноднаправленной волны ионизации до достижения анода плазменным фронтом, нам представляется верным. Поэтому можно говорить о том, что момент времени (обозначим его как t_{div}), в котором начинают расходиться экспериментально измеренные осциллограммы напряжения холостого хода $U_{\text{im}}(t)$ и напряжения на предпробойной стадии и стадии пробоя $U(t)$, можно считать, как оценку сверху для момента генерации пучка УЭ. Соответственно, зная межэлектродное расстояние d , мы можем определить напряженность среднего электрического поля в разрядном промежутке в этот момент времени как $E_{\text{div}} = U(t_{\text{div}})/d$.

Особый интерес представляет механизм генерации УЭ и его зависимость от давления рабочего газа в разрядном промежутке. Фактически момент генерации пучка УЭ на фронте импульса

определяет время запаздывания пробоя. И, как было показано в недавно опубликованной работе [8], при реализации в разрядном промежутке субнаносекундного самостоятельного разряда высокого и сверхвысокого давления, развивающегося при участии УЭ, происходит существенное ограничение напряжения пробоя и скорости коммутации. Поэтому для понимания механизма генерации УЭ в следующем разделе статьи мы провели для широкого диапазона давлений детальные численные расчеты ионизационных и эмиссионных явлений, имеющих место на стадии запаздывания разряда. И сравнили полученные результаты моделирования с имеющимися у нас экспериментальными данными.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Основной задачей описываемых ниже численных расчетов является исследование возможности генерации УЭ в субнаносекундных газовых разрядах высокого и сверхвысокого давления в окрестностях микровыступов на поверхности катода. Убегание электронов на фронте импульса напряжения, прикладываемого к разрядному промежутку, обеспечивает предварительную ионизацию газовой среды, что приводит к объемной форме разряда на начальной стадии его развития. Далее происходит контракция объемной стадии и образование искрового канала. Этот процесс ранее нами был подробно описан в нашей недавней работе [54]. Однако численные расчеты, описывающие развитие ионизационных процессов вблизи микровыступа на катоде, приводящих к генерации УЭ, в этой работе были проведены только для микровыступа в форме конуса (микроострия) высотой $h = 10$ мкм и только для давления азота в 6 атм. То есть только для одной точки из имеющегося у нас экспериментального массива данных. Поэтому представляет интерес провести расчеты для широкого набора микроострий различной высоты и в широком диапазоне давлений (от атмосферного до 40 атм). Полученные в численном эксперименте данные по значениям средней напряженности однородного электрического поля (E_m) при которой электрон, эмитированный с поверхности вершины микровыступа на катоде, начинает переходить в режим убегания вблизи микровыступа, и продолжит непрерывное ускорение в слабом, по критерию убегания, среднем однородном поле разрядного промежутка, мы сравним с экспериментально полученными значениями E_{div} , что позволит точно определить границу применимости аналитически разработанных в [33] механизмов убегания в зависимости от давления газа и степени шероховатости поверхности катода. В расчетах будут рассмотрены различные типы микровыступов: микроострия разной высоты, капли металла, гра-

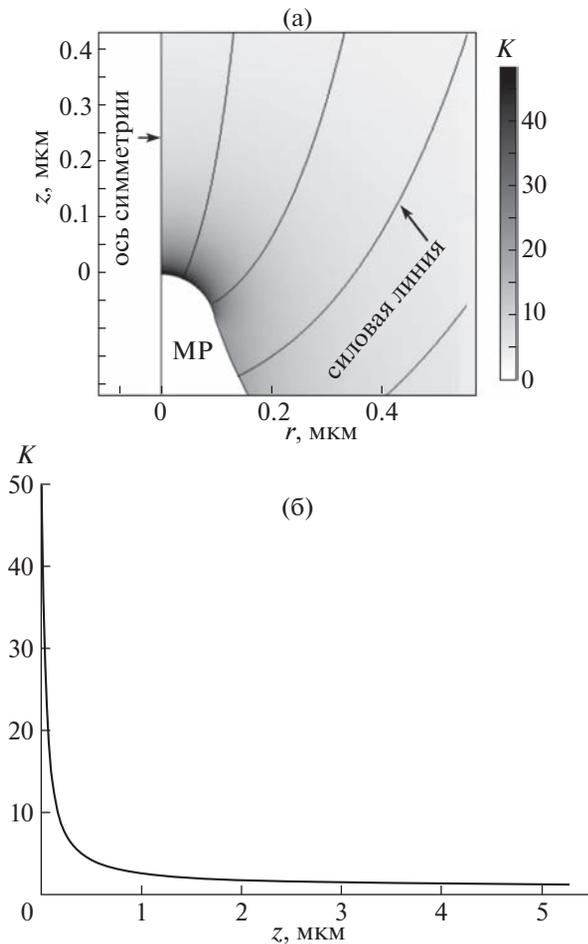


Рис. 5. Распределение коэффициента усиления электрического поля в окрестности микроострия (а) и вдоль оси симметрии (б). МР – вершина микроострия.

ницы двух соседних микропор на поверхности катода (микровыступ лезвийного типа).

При моделировании использовался подход, описанный нами ранее в [20, 54, 57]. В наших расчетах моделировалось движение электронов, эмитированных из вершины микроострия разной высоты. Столкновения электронов с молекулами газа описывались стандартным способом с помощью метода Монте-Карло. Пространственное распределение электрического поля в окрестности микроострия рассчитывалось в результате численного решения уравнения Лапласа с помощью программного пакета ANSYS. Известно, что наличие микроострия (и микронеоднородностей иного типа) на плоской поверхности катода вызывает искажение электрического поля. Поле вблизи вершины существенно усиливается по сравнению со средним значением поля в межэлектродном промежутке. В таких случаях удобно ввести понятие коэффициента усиления поля

$K = E/E_m$, где: E – локальное значение электрического поля, E_m – среднее значение электрического поля в окрестности микроострия. В случае плоских электродов (однородного поля) $E_m = U/d$, то есть среднее значение электрического поля в промежутке. В случае другой конфигурации электродов E_m – это значение электрического поля около катода в отсутствии микроострия, определяемое формой электродов и межэлектродным расстоянием.

Пример расчета пространственного распределения $K(\mathbf{r})$ для микроострия в виде конуса высотой $h = 10$ мкм и основанием $h/2$ приведен на рис. 5. Для избегания сингулярностей вершина конуса была скруглена полусферой радиусом $0.01h$. Очевидно, что в случае неоднородного электрического поля подобной сложной конфигурации известные аналитические критерии убегания неприменимы, и возможность убегания электрона можно определить только численным расчетом его движения в таком поле с моделированием столкновений методом Монте-Карло.

На рис. 6 показаны рассчитанные зависимости E_m от p , при которой электрон, эмитированный с поверхности вершины микроострия на катоде, может перейти в режим убегания, и продолжит убегать в слабом, по критерию убегания, среднем однородном поле разрядного промежутка. Поскольку такой переход является вероятностным процессом, то за критерий начала перехода мы принимали вероятность больше 1%. Расчеты проделаны для микроострий с высотой $h = 1, 3, 5, 10, 20, 50$ мкм с теми же пропорциями, что на рис. 5. Очевидно, что изменение формы микроострия несколько изменит полученные результаты, так как при этом будет меняться как коэффициент усиления электрического поля, так и геометрия области усиленного электрического поля вблизи микроострия.

Для сравнения на рис. 6 показана прямая линия, соответствующая приведенной напряженности поля, при которой убегание электронов имеет место с той же вероятностью в случае однородного электрического поля в разрядном промежутке, но при отсутствии микроострий на катоде (E_{m0}). Эта величина равна $E_{m0} = E_{m0p}p$, где $E_{m0p} = 220$ кВ/(см · атм) – приведенное значение однородного электрического поля, при котором происходит убегание электронов. Следует заметить, что полученное нами значение E_{m0p} несколько меньше ранее полученного в работе [19] методом Монте-Карло порога убегания (240 кВ/(см·атм)). Это различие, возможно, объясняется разными данными по зависимости сечения ионизации от энергии. Видно (рис. 6), что для давлений менее 2 атм все кривые практически совпадают. По мере увеличения давления различия становятся более заметными. В частности,

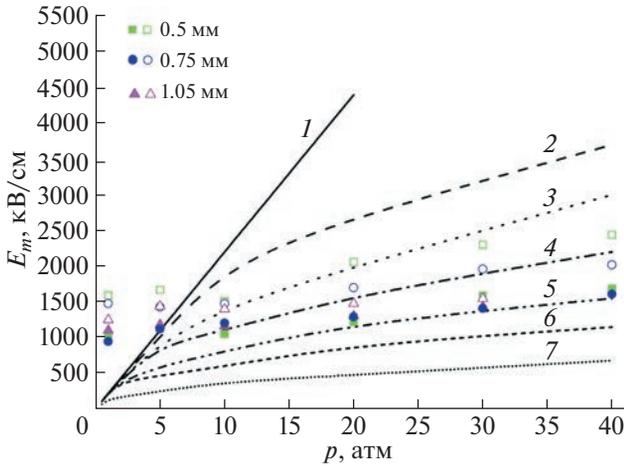


Рис. 6. Рассчитанные зависимости E_m от p , при которой электрон, эмитированный с поверхности вершины микроострий с различной высотой начинает уходить в режим убегания (1 – однородное поле (плоский катод), 2 – $h = 1$ мкм, 3 – 3 мкм, 4 – 5 мкм, 5 – 10 мкм, 6 – 20 мкм, 7 – 50 мкм). На рисунке так же показаны значения максимально возможного экспериментально измеренного среднего поля (E_{max}) в разрядном промежутке (не заполненные цветом квадраты – $d = 0.5$ мм; не заполненные цветом кружки – $d = 0.75$ мм; не заполненные цветом треугольники – $d = 1.05$ мм), а также значения среднего электрического поля (E_{div}) в разрядном промежутке в момент времени, соответствующий оценке сверху для момента генерации пучка УЭ в нашем эксперименте (заполненные цветом квадраты – $d = 0.5$ мм; заполненные цветом кружки – $d = 0.75$ мм; заполненные цветом треугольники – $d = 1.05$ мм).

для давления 40 атм микроострия высотой 20, 10 и 1 мкм дают уменьшение величины порога убегания примерно в 7, 5 и 2 раз соответственно, по сравнению с однородным электрическим полем. Таким образом, наличие микроострия на поверхности катода приводит к уменьшению приведенной напряженности электрического поля, при которой начинается убегание электронов. Данный результат объясняется тем, что в случае микроострия на вероятность убегания начинает сказываться не только приведенное, но и абсолютное значение напряженности электрического поля. Электрон, эмитируя из микроострия, сразу попадает в область резко усиленного поля, быстро спадающего с расстоянием (рис. 5). Эту область он проходит практически без столкновений и приобретает при этом некоторую энергию. Далее он попадает в область меньшего усиления, но более протяженную. Проходя ее, он так же ускоряется, но уже с потерями на ионизацию. В итоге после полного прохождения области усиленного поля определяемую геометрией микроострия, энергия электрона должна превысить энергию максимума сечения ионизации (в случае убегания это основные энергетические потери),

то есть величину ~ 100 эВ [58]. Причем, чем больше это превышение, тем больше вероятность дальнейшего ускорения электрона в однородном поле разрядного промежутка с приведенной напряженностью электрического поля $E/p < E_{cr}/p$.

На рис. 6 также приведены полученные при обработке экспериментальных осциллограмм данные по E_{div} и E_{max} для разрядных промежутков различной длины d и при разных давлениях p . Экспериментально полученные значения E_{max} и E_{div} для разрядного промежутка с $d = 1.05$ мм имеют только при давлениях до 30 атм, поскольку такой промежуток при давлении в 40 атм не пробиравался под действием импульса напряжения с нашими параметрами. Еще раз отметим, что E_{max} это максимально возможная величина среднего электрического поля в разрядном промежутке. Видно, что в ряде экспериментальных ситуаций мы не можем обеспечить требуемое для убегания автоэмиссионных электронов электрическое поле. Эта ситуация будет описана ниже.

Выше мы рассмотрели пороги убегания и возможность убегания непосредственно автоэмиссионных электронов. Но убегать в окрестностях микроострия могут и вторичные электроны, возникающие при ионизации молекул газа дрейфующим в электрическом поле автоэмиссионным электроном.

Определим момент эмиссии первого электрона из микроострия. Этот электрон даст старт развитию электронной лавины. Некоторые электроны из развивающейся лавины также могут при определенных условиях уйти в режим убегания. Этот момент времени (t_e) можно найти из следующего критерия:

$$\int_0^{t_e} \int_{S_{MP}} j_{FN}(E_m(t)K(r, z))dSdt = e, \quad (4)$$

где: j_{FN} – плотность тока Фаулера–Нордгейма; $E_m(t)$ – напряженность поля в окрестности катода, определяемая конфигурацией электродной системы и осциллограммой напряжения (в случае плоских электродов $E_m(t) = U(t)/d$); $K(r, z)$ – коэффициент усиления электрического поля, приведенный на рис. 5; S_{MP} – площадь поверхности полусферы на вершине микроострия; e – заряд электрона.

На рис. 7 приведено сравнение E_m при различных давлениях (кривые 1–3) и напряженностей поля $E_m(t_e)$ при которых происходит эмиссия первого электрона из вершины микроострия для фронта напряжения нарастающего со скоростью 1.45×10^{14} В/с (см. [54]) (кривая 4) и для описанного выше эксперимента (для фронта напряжения нарастающего со скоростью равной 5.3×10^{14} В/с) (кривая 5). Видно, что при давлениях

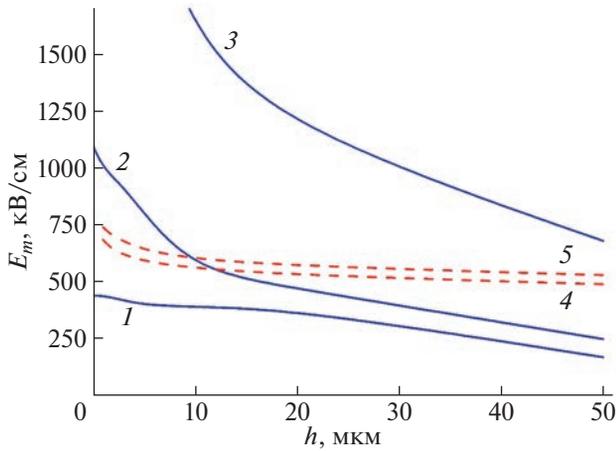


Рис. 7. Зависимости E_m от высоты микроострия h для разных давлений p (сплошные кривые): 1 – $p = 2$ атм, 2 – 5 атм, 3 – 40 атм. Штриховыми кривыми показаны значения $E(t_e)$, при которых происходит эмиссия первого электрона из вершины микроострия для наносекундного и субнаносекундного фронтов (4 – для фронта напряжения нарастающего со скоростью 1.45×10^{14} В/с (см. [54]), 5 – для фронта напряжения нарастающего со скоростью 5.3×10^{14} В/с (см. раздел 2 и [32, 53, 56]).

ниже 5 атм, E_m (смотри кривые 1, 2) практически для всех микроострий меньше $E_m(t_e)$ (смотри кривые 4, 5). Это значит, что хотя бы часть автоэмиссионных электронов уйдет в режим убегания. Учитывая зависимость напряженности поля в промежутке от времени, полученную из экспериментальных осциллограмм, эти участки указанных кривых можно использовать для оценки снизу для времени начала убегания в наших экспериментах. Для более высоких давлений имеет место обратная ситуация (кривая 3). В момент эмиссии первого электрона из микроострия, электрическое поле еще недостаточно для перехода его в режим убегания. В результате начинает развиваться электронная лавина. И электроны в этом случае могут перейти в режим убегания только из лавины, достигшей размера близкого к критическому, когда область усиления электрического поля у хвоста и головки лавины достигнет подходящих параметров. Приведенная напряженность локального электрического поля в этой области должна, во-первых, превышать критическую ($E/p > E_{cr}/p$), и во-вторых, падение потенциала на области усиленного поля должно быть достаточным, чтобы электрон, пройдя эту область, набрал необходимую энергию и продолжил убегать в слабом по критерию убегания среднем поле разрядного промежутка. Этот вывод качественно согласуется с представленной ранее аналитической моделью [33]. Пограничным случаем является си-

туация, проиллюстрированная кривой 2: для микроострия с $h \approx 10$ мкм и давлений $p = 5-6$ атм величина напряженности электрического поля, при которой происходит убегание электрона, совпадает со значением, при котором происходит эмиссия первого электрона. В этом случае могут убегать как автоэмиссионные, так и вторичные электроны. Развитие электронной лавины, уход автоэмиссионных и вторичных электронов в режим убегания и их последующее ускорение в разрядном промежутке для этого случая нами подробно рассмотрены в [54].

Нас также интересовала реальная шероховатость поверхности катода в наших экспериментах. После проведения осциллографических измерений поверхность катода была сфотографирована в электронном микроскопе. Типичные фотографии участков поверхности катода приведены на рис. 8. Видно, что поверхностный слой подвергся плавлению. Наблюдается (см. рис. 8) большое количество пор (кратеров) на поверхности. И отдельные шарики металла размерами до нескольких мкм, вероятно, образовавшиеся в результате катодного распыления, то есть микронеоднородности, по форме отличающиеся от микроострий.

Перемычка, разделяющая две соседние микропоры (кратера) представляет собой микронеоднородность лезвийного типа, и в расчетах ее упрощенное изображение может быть представлено в виде аппроксимации приведенной на рис. 9а. Каплю металла можно аппроксимировать шаром идеальной формы с радиусом r_s (смотри рис. 9б).

Нами так же были рассчитаны напряженности электрического поля, соответствующие началу убегания электронов, эмитировавших из вершины перемычки между кратерами, в конфигурации, изображенной на рис. 9а, и с поверхности микрокапель металла (рис. 9б). Результаты расчетов показаны на рис. 10. Кривая 1 соответствует однородному электрическому полю, то есть идеально плоскому катоду, и приведена для сравнения. Кривые 2 и 3 соответствуют перемычке между кратерами с радиусами $R_c = 1$ мкм и 10 мкм соответственно. Кривые 4 и 5 соответствуют сферам с радиусами $r_s = 1$ мкм и 10 мкм соответственно. Различия в поведении кривых полученных для кратеров и сфер обусловлены различиями в характерах распределения коэффициента усиления электрического поля вблизи сферы и перемычки между кратерами. Распределение коэффициента усиления электрического поля вдоль центральной оси для вышеуказанных случаев приведены на рис. 11.

Видно, что перемычка между кратерами (кривая 1) обеспечивает в три раза больший коэффициент усиления поля на поверхности, чем сфера

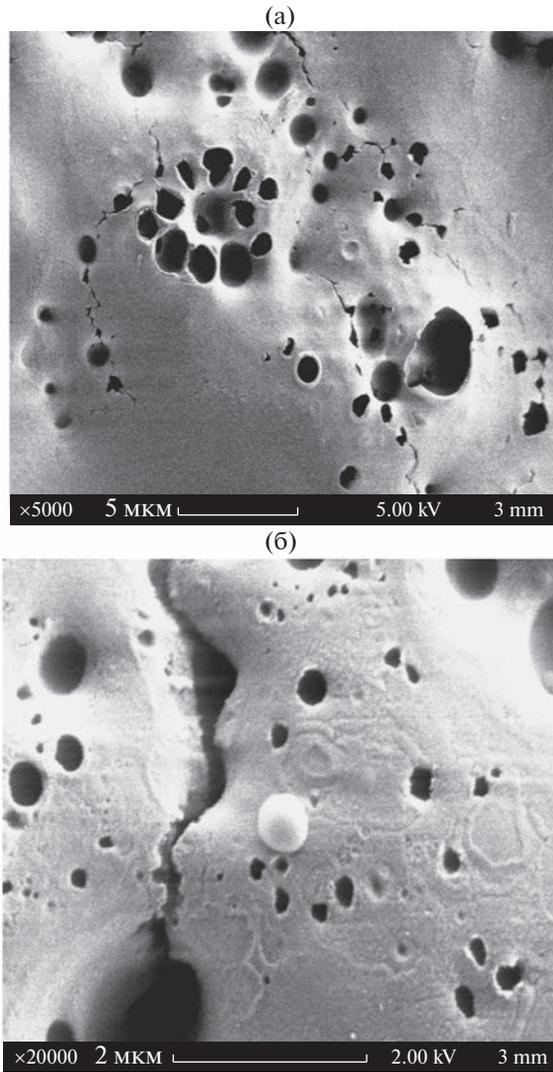


Рис. 8. Фотографии микрорельефа на поверхности катода.

того же радиуса (кривая 2). Однако спад кривой для перемычки происходит гораздо быстрее, чем для сферы. Поэтому в случае перемычки наиболее интенсивный набор энергии электроном происходит в области непосредственно около поверхности. При этом даже для кратеров радиусом 10 мкм набор энергии электроном происходит практически без потерь на столкновения. При этом электрону нужно набрать энергию больше (или даже существенно больше) энергии максимума силы торможения электрона (~ 100 эВ). В такой ситуации существенную роль играет не соотношение E/p , а именно абсолютное значение E . Поэтому для давлений ниже 10 атм значение E_m не сильно отличается от случая однородного поля (идеально плоский катод). При повышении давления и, соответственно, повышении абсолютного значения E (см. рис. 3) электрон после прохож-

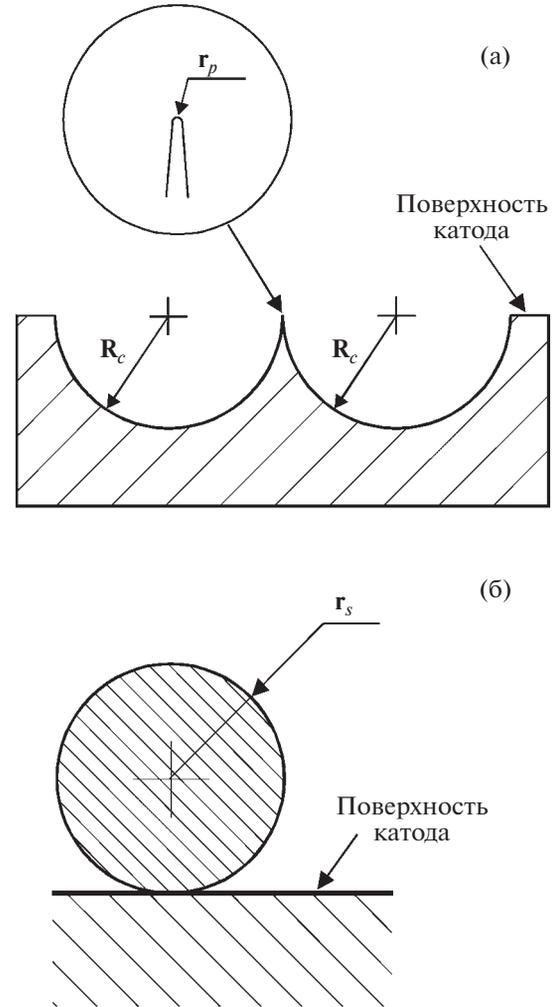


Рис. 9. Упрощенная геометрия реальной поверхности, использованная в настоящих расчетах: микронеоднородность на катоде в виде протяженного лезвия (перемычки между кратерами) с радиусом закругления вершины $r_p = 0.01R_c$ (а); микронеоднородность в виде сферы на поверхности катода (капля металла) (б).

дения начального участка с наиболее сильным полем успевае набрать больше энергии и, следовательно, существенно увеличить вероятность своего ухода в режим убегания. Этим объясняются заметные “загибы” кривых убегания для перемычек между кратерами (кривые 2 и 3, рис. 10) при повышении давления. В случае сферы такие большие коэффициенты усиления поля как для перемычек не реализуются, однако область усиления значительно протяженнее. Поэтому основную часть энергии в случае сфер электрон набирает в столкновительном режиме, хотя бесстолкновительный набор энергии в приповерхностной области так же имеет место, и его роль так же возрастает с ростом давления. В результате, в случае сфер уменьшение E_m по сравнению с однород-

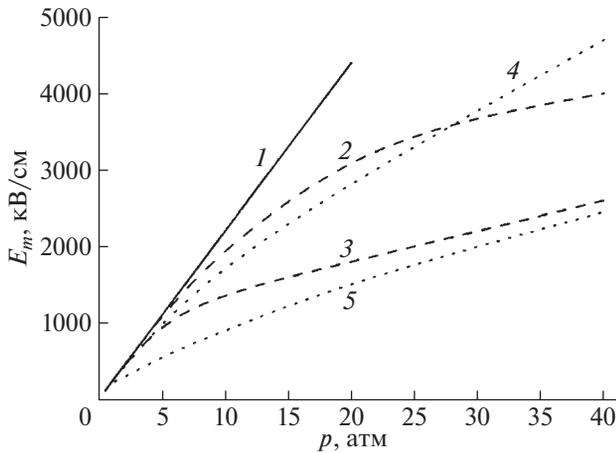


Рис. 10. Зависимости средней напряженности электрического поля (E_m), при которой электроны, эмитированные с поверхности катода, начинают уходить в режим убегания. Кривая 1 (сплошная) — однородное поле (идеально плоский катод). Кривые 2 и 3 (штриховые) — микронеоднородность в виде перемычки между кратерами с радиусом $R_c = 1$ мкм и 10 мкм соответственно. Кривые 4 и 5 (пунктирные) — микронеоднородность в виде сферы с радиусом $r_s = 1$ мкм и 10 мкм соответственно.

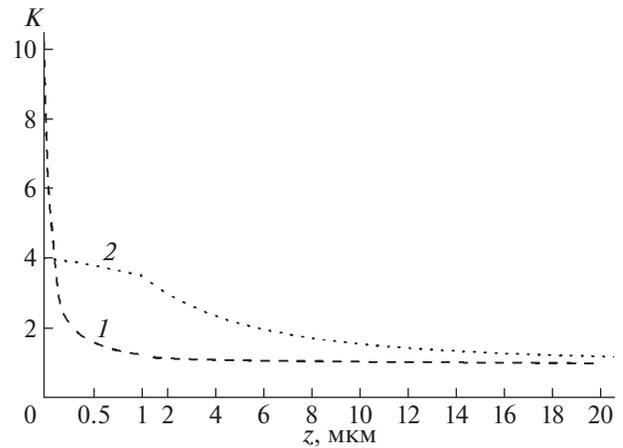


Рис. 11. Распределение коэффициента усиления электрического поля вдоль центральной оси микронеоднородности. Кривая 1 (штриховая) — микронеоднородность в виде перемычки между кратерами с радиусом $R_c = 10$ мкм, кривая 2 (пунктирная) — микронеоднородность в виде сферы с радиусом $r_s = 10$ мкм. Для лучшей видимости спада кривой 1 масштаб в области начала координат ($z \in 0-1$ мкм) крупнее, чем далее ($z \in 1-20$ мкм).

ным полем начинает проявляться при меньших давлениях (кривые 4 и 5, рис. 10), но с ростом давления эти расхождения не такие значительные, как для случая перемычек (кривые 2 и 3, рис. 10).

Наличие нагрузочной линии L_2 в описанных выше экспериментах не позволяет наблюдать УЭ за анодом. Но, как мы уже отмечали выше, эта линия весьма важна для корректного измерения осциллограмм напряжения на разрядном промежутке. Поэтому после фотографирования катод был аккуратно (без повреждения поверхности) установлен в экспериментальную камеру, позволяющую производить регистрацию УЭ за анодом. Устройство установки, экспериментальной камеры и методика экспериментов, которые мы повторили, подробно описаны в [32]. Камера была заполнена азотом из того же самого баллона, что и в экспериментах, описанных выше. На разрядный промежуток ($d = 1.65$ мм) подавался тот же самый по параметрам импульс высокого напряжения, что и в описанных выше экспериментах, а также в работе [32]. Единственным отличием была конфигурация анода. Он был плоский, но конфигурация электрического поля от этого сильно не изменилась и осталась близкой к однородной. Кроме того, в этом случае анод был заземлен. Режим работы разрядного газового промежутка G в этом случае иллюстрируется рис. 16. Тот факт, что на стадии пробоя в разрядном промежутке G одновременно распространяются две встречные волны напряжения ($U_1(t)$ и $U_3(t)$), не влияет на

правильность регистрации пучка УЭ, так как генерация УЭ происходит на стадии запаздывания пробоя. А, следовательно, волна напряжения $U_3(t)$ начинает отражаться от анода в сторону ГИ уже после прохождения через разрядный промежуток пучка УЭ. Для регистрации пучка УЭ и рентгеновских квантов, образующихся при торможении части электронного пучка на аноде, за анодом (изготовлен из нержавеющей сетки) был размещен рентгеновский люминофор (слой кристаллофосфора $ZnS-CdS:Ag$ толщиной 300 мкм нанесенный на картон толщиной 270 мкм). Люминофор устанавливался картоном к сетке. Картон, с одной стороны, является твердой основой, на которую наносится достаточно хрупкий слой люминофора. С другой стороны, он является фильтром для пучка УЭ и полностью поглощает электроны с энергией до 20 кэВ. Следует отметить, что при регистрации субнаносекундных пучков электронов, используемый нами люминофор светится в основном под действием катодolumинесценции. Рентгеновское излучение, вызванное торможением пучка УЭ на аноде и, возможно, на молекулах газа, безусловно, также вызывает свечение люминофора. Но, при этом не является доминирующим (см. работы [8, 32]). Под действием пучка УЭ, генерируемого в разрядном промежутке, на люминофоре регистрируется пятно желто-зеленого цвета. Убегающие электроны были зарегистрированы в диапазоне давлений до 40 атм. Таким образом, УЭ были зарегистрированы в эксперименте с катодом, имеющим шероховатость поверхности, которую мы

рассматривали при проведенном численном моделировании.

Использование люминофора для регистрации УЭ не позволяет измерить точные токовые характеристики пучка УЭ. Регистрируется сам факт наличия пучка УЭ и энергетические характеристики пучка (см. [32]). Но нас и не интересуют точные токовые характеристики пучка УЭ. Тем более, что параметры существующих токовых коллекторов (см., например, [7]) и регистрационные возможности даже самых современных осциллографов реального времени не позволяют с точностью до нескольких электронов измерить параметры пучка. Весь цикл наших предыдущих работ (см., например, [8, 21, 34]) направлен на исследование именно конечных характеристик газового разряда (коммутируемых напряжений, быстродействия, пропускаемой в нагрузку мощности), развивающегося как с участием УЭ, так и без них. Исследования проводятся с целью выработки рекомендаций для разработки коммерческих субнаносекундных газовых коммутаторов. Поэтому нам достаточно лишь факта, что такой пучок УЭ электронов есть, или его нет. Из-за высокой скорости развития ионизационных процессов в газах высокого давления, при генерации всего одного или нескольких УЭ производящих начальную ионизацию газа в объеме разрядного промежутка, разряд на начальной стадии развития будет иметь объемную форму. Этот вопрос подробно рассмотрен нами в [54].

Следует также отметить, что и микроострия конического типа, которые мы взяли в качестве модельных микронеоднородностей при моделировании, часто наблюдаются и в эксперименте. Это типичные микроострия, образующиеся в результате горения катодного пятна (смотри, например [59–61]).

4. ВЫВОДЫ

Проведено численное 3D-моделирование процесса формирования электронной лавины, развивающейся при дрейфовом движении автоэмиссионного электрона, эмитированного с вершины микронеоднородности (микроострие в форме конуса; капля металла; граница между порами или микрократерами) на поверхности катода. Численный эксперимент проведен для азота в диапазоне давлений от атмосферного до 40 атм. Азот в настоящее время наиболее часто используется в качестве рабочего газа в газовых коммутаторах высокого давления в субнаносекундном диапазоне. Показано, что автоэмиссионные электроны, инициирующие лавину, и электроны из формирующейся лавины могут перейти в режим убегания в слабом, по критерию убегания, среднем электрическом поле разрядного промежутка. Показано, что процесс убегания облегча-

ется наличием зоны усиленного поля вблизи микронеоднородности, параметры которой определяются геометрией микронеоднородности. При прохождении этой зоны электроны получают достаточно большую начальную энергию и далее продолжают убегать в слабом, по критерию убегания, среднем электрическом поле разрядного промежутка. То есть наличие микронеоднородности на поверхности катода приводит к уменьшению приведенной напряженности электрического поля, при которой начинается убегание электронов. Этот эффект усиливается с ростом давления и становится особенно заметным при давлениях газа выше 10 атм. Проведен сравнительный анализ результатов моделирования с полученными нами экспериментальными данными по коммутационным характеристикам разрядного промежутка, заполненного азотом, при воздействии на него импульсами напряжения с субнаносекундными фронтами различной крутизны. Получены оценки сверху и снизу для момента генерации убегающих электронов применительно к нашим экспериментам. Анализ всей совокупности данных позволил разделить диапазоны экспериментальных условий на те, когда для убегания электронов достаточно только усиления электрического поля вблизи микронеоднородности, и когда для убегания дополнительно необходимо электрическое поле лавины критического или близкого к критическому размера.

Авторы благодарны академикам М.И. Яландину и В.Г. Шпаку, а также к.т.н. С.А. Шунайлову за предоставленный для экспериментов генератор РАДАН-303; к.т.н. К.А. Шарыпову и к.ф.-м.н. Ю.И. Мамонтову за помощь в работе; О.Р. Тимошенко за фотографии в сканирующем электронном микроскопе. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00053, <https://rscf.ru/project/23-19-00053/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982.
2. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991.
3. *Ретер Г.* Электронные лавины и пробой в газах / Пер. с нем. под ред. В.С. Комелькова. М.: Мир, 1968.
4. *Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В.* // УФН. 1972. Т. 107. С. 201.
5. *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. С. 49.
6. *Babich L.P.* High-energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases. Theory, Experiment and Natural Phenomena. ISTC Science and Technology Series. V. 2. Arlington, Virginia: Futurepast, 2003.

7. Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления / Под ред. В.Ф. Тарасенко. Томск: ООО "СТТ", 2015.
8. *Ivanov S.N.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. P. 055001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac6693>
9. *Frankel S., Highland V., Sloan T., Van Dyck O., Wales W.* // Nucl. Instrum. Methods. 1966. V. 44. P. 345.
10. *Станкевич Ю.Л., Калинин Н.С.* // ДАН СССР. 1967. Т. 177. С. 72.
11. *Noggle R.C., Kriger E.P., Wayland J.R.* // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. P. 4746.
12. *Кремнев В.В., Курбатов Ю.А.* // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 795.
13. *Тарасова Л.В., Худякова Л.Н., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 564.
14. *Гуревич А.В.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1296.
15. *Бабич Л.П., Станкевич Ю.Л.* // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1669.
16. *Станкевич Ю.Л.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 1476.
17. *Павловский А.И., Бабич Л.П., Лойко Т.В., Тарасова Л.В.* // ДАН СССР. 1985. Т. 281. С. 1359.
18. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
19. *Vakhov K.I., Babich L.P., Kutsyk I.M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28. P. 1254.
<https://doi.org/10.1109/27.893314>
20. *Лисенков В.В., Иванов С.Н., Мамонтов Ю.И., Тихонов И.Н.* // ЖТФ. 2018. Т. 88. С. 1912.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2018.12.46798.68-18>
21. *Иванов С.Н., Шарытов К.А.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. С. 102.
22. *Тарасенко В.Ф., Белоплотов Д.Ф., Ломаев М.И.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 902.
<https://doi.org/10.7868/S0367292115100091>
23. *Yatom S., Shlapakovski A., Beilin L., Stambulchik E., Tskhai S. and Krasik Ya.E.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 064001.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/6/064001>
24. *Burachenko A.G., Tarasenko V.F., Baksht E.K.* // High Voltage. 2017. V. 2. P. 56.
<https://doi.org/10.1049/hve.2017.0016>
25. *Tarasenko V.F., Baksht E.K., Beloplotov D.V., Burachenko A.G., Sorokin D.A., Lomaev M.I.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 424001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aad8dc>
26. *Месяц Г.А.* Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
27. *Gurevich A.V., Milikh G.M., Roussel-Dupre R.* // Phys. Lett. A. 1992. V. 165. P. 463.
28. *Gurevich A.V., Milikh G.M., Roussel-Dupre R.* // Phys. Lett. A. 1994. V. 187. P. 197.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(94\)90062-0](https://doi.org/10.1016/0375-9601(94)90062-0)
29. *Gurevich A.V., Zybin K.P.* // Phys. Lett. A. 2004. V. 329. P. 341.
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2004.06.094>
30. *Бабич Л.П., Бочков Е.И., Куцык И.М.* // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. С. 1028.
31. *Бабич Л.П., Бочков Е.И., Куцык И.М.* // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 452.
<https://doi.org/10.7868/S0370274X14070066>
32. *Ivanov S.N.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 285201.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/28/285201>
33. *Зубарев Н.М., Иванов С.Н.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 397.
<https://doi.org/10.7868/S0367292118040108>
34. *Иванов С.Н., Шарытов К.А.* // ЖТФ. 2015. Т. 85. С. 64.
35. *Verboncoeur J.P., Langdon A.B., Gladd N.T.* // Computer Physics Communications. 1995. V. 87. P. 199.
36. *Лисенков В.В., Шкляев В.А.* // ЖТФ. 2014. Т. 84. С. 43.
37. *Lisenkov V.V., Shklyayev V.A.* // Physics of Plasmas. 2015. V. 22. P. 113507.
<https://doi.org/10.1063/1.4935398>
38. *Shklyayev V.A., Belomyttsev S.Ya., Ryzhov V.V.* // J. Applied Phys. 2012. V. 112. P. 113303.
<https://doi.org/10.1063/1.4768912>
39. *Иванов С.Н., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И.* // ПТЭ. 2000. № 5. С. 51.
40. *Месяц Г.А., Яландин М.И., Реутова А.Г., Шарытов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 1. С. 34.
41. *Naidis G.V., Tarasenko V.F., Babaeva N.Y. and Lomaev M.I.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 013001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aaa072>
42. *Дядьков А.Н., Иванов С.Н., Ульмаскулов М.Р.* // ПТЭ. 1998. № 3. С. 69.
43. *Korolev Yu.D., Vykov N.M.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2012. V. 40. P. 2443.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2011.2178041>
44. *Ефремов А.М., Ковальчук Б.М., Королев Ю.Д.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. С. 52.
45. *Мик Д., Крэгс Д.* Электрический пробой в газах. М.: ИЛ., 1960.
46. *Иванов С.Н.* // ДАН. 2004. Т. 399. С. 472.
47. *Иванов С.Н., Литвинов Е.А., Шпак В.Г.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. С. 23.
48. *Королев Ю.Д., Быков Н.М., Иванов С.Н.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 1104.
49. *Иванов С.Н., Лисенков В.В., Шпак В.Г.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. С. 62.
50. *Иванов С.Н., Лисенков В.В.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. С. 54.
51. *Ivanov S.N., Lisenkov V.V., Shpak V.G.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 315204.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/31/315204>
52. *Ivanov S.N., Shpak V.G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. V. 39. P. 2596.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2011.2157173>

53. *Ivanov S.N., Lisenkov V.V.* // Journal of Applied Physics. 2018. V. 124. P. 103304.
<https://doi.org/10.1063/1.5024974>
54. *Ivanov S.N., Lisenkov V.V., Mamontov Y.I.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2021. V. 30. P. 075021.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/abf31f>
55. *Ivanov S.N., Shklyaev V.A., Grishkov A.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1115. P. 022038.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1115/2/022038>
56. *Иванов С.Н., Лисенков В.В.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 323.
<https://doi.org/10.7868/S0367292118030046>
57. *Lisenkov V.V., Mamontov Y.I.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1141. P. 012051.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1141/1/012051>
58. *Kieffer L.J., Dunn G.H.* // Rev. Modern Phys. 1966. V. 38. P. 1.
59. *Гаишков М.А., Зубарев Н.М., Зубарева О.В., Месяц Г.А., Уйманов И.В.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. С. 896.
<https://doi.org/10.7868/S0044451016040180>
60. *Mesyats G.A., Zubarev N.M.* // J. Applied Phys. 2015. V. 117. P. 043302.
<https://doi.org/10.1063/1.4906559>
61. *Гаишков М.А., Зубарев Н.М., Месяц Г.А., Уйманов И.В.* // Письма ЖТФ. 2016. Т. 42. С. 48.