

03;04;12

Управление импульсной дугой с целью эффективного разогрева газа

© К.В. Корытченко,¹ А.Н. Довбня,² Ю.Я. Волколупов,² А.И. Косой,¹ С.М. Шкирида,² И.А. Чертищев²

¹ Харьковский институт танковых войск НТУ ХПИ,
61034 Харьков, Украина

² Научно-исследовательский комплекс „Ускоритель“ ННЦ ХФТИ,
61108 Харьков, Украина
e-mail: dovbnia@nik.kharkov.ua

(Поступило в Редакцию 25 октября 2006 г. В окончательной редакции 26 июля 2007 г.)

Теоретически обоснована необходимость управления высокоточной импульсной дугой с целью повышения эффективности токового разогрева газа. Получено выражение для расчета длины газоразрядного промежутка в устройствах, где требуется получение импульсной дуги, горящей в газовой среде. Проведено экспериментальное исследование влияния управления напряжением в импульсной дуге на динамику развития тока и изменения напряжения на газоразрядном промежутке. Приведены экспериментальные результаты влияния управления импульсной дугой на скорость распространения переднего фронта газоразрядной струи, получаемой в устройстве периодического формирования плазменных струй.

PACS: 52.50.Nr, 52.80.s

Введение

В высокоточной импульсной дуге, которая создается разрядом емкости, лишь незначительная часть электрической энергии выделяется на разрядном промежутке. Так, в работе [1] проводилась корреляция теории и экспериментальных данных по интенсивности ударной волны (с избытком давления в диапазоне 0.003–0.1 от начального) и энерговоду в разрядный канал. Хорошее совпадение имело место при допущении, что 1/6 энергии искры идет на формирование ударной волны. В работе Я.Б. Зельдовича и др. [2] проводилось исследование КПД разрядного контура по импульсу ударной волны, формируемой при искровом разряде. В результате данных исследований было установлено, что с возрастанием энергии E_s , запасенной в конденсаторе, КПД электрического контура уменьшается: „Абсолютное значение КПД с 4.5% при $E_s = 0.5 \text{ J}$ падает до 1% при $E_s = 400 \text{ J}$ “ [2]. Известно, что это вызвано значительным преобладанием активного сопротивления внешней электрической цепи по отношению к сопротивлению разрядного промежутка, которое резко падает при переходе к дуговой стадии.

В работе [3] показано, что в жестком режиме искрового разряда на активном сопротивлении канала успевает выделиться до 90% всей запасенной энергии в конденсаторе. Это достигается благодаря конечной скорости нарастания проводимости в разрядном канале и развитию разряда таким образом, чтобы его первый полупериод завершился при еще достаточно высоком сопротивлении канала. Но такой режим реализуется при небольших значениях разрядной емкости и индуктивности разрядной цепи. Все это приводит к ограничению энергии, которую возможно выделить на разрядном промежутке в жестком режиме. В [3] такой режим удалось реализовать при энерговыделении около 1 Дж, следует отметить, что в указанной работе не рассматривалось, как эта энергия распределяется по различным видам возбудителей в молекулярной среде.

Переход искровой стадии в дугу сопровождается процессом газодинамического расширения искрового канала. Вполне удовлетворительное согласие с экспериментальными данными по скорости расширения разрядного канала на начальной стадии дают модели газодинамического развития искры, изложенные в работах [4,5]. В данных моделях в качестве начальных условий полагается, что температура газа в токопроводящем канале превосходит 10^4 K , внутри этой области газ имеет малую плотность и является полностью ионизированным. В стационарной дуге, горящей в атмосферном воздухе, при температуре токового канала около 10^4 K степень ионизации составляет около 10^{-2} [6]. Такая разница в степени ионизации может быть объяснена разницей в значении числа Таунсенда, достигаемого в импульсной и стационарной дугах. Как результат, большая доля энергии искрового разряда, выделившаяся на разрядном промежутке, затрачивается на ионизацию газа. Известно, что для ионизации одной молекулы необходимо затратить энергию порядка 10 эВ. Как правило, за счет токового разогрева в реальных устройствах требуется достичь температуры газа не более 1 эВ. Отсюда, если в импульсном разряде достигается полная однократная ионизация, то при соизмеримости геометрических размеров разрядного канала и разрядной полости это означает десятикратное превышение энергозатрат от равновесного значения. Поэтому с целью повышения эффективности преобразования запасенной энергии разряда в кинетическую энергию газа возникает необходимость принятия мер по ограничению степени ионизации, получаемой в импульсных дугах.

Осциллографические исследования искрового разряда, проведенные в работе [7], показали, что величина падения напряжения на искровом разрядном промежутке при переходе к дуге на несколько порядков превосходит значение, характерное для стационарных дуг при одинаковом разрядном токе. Например, в одном

из приведенных в указанной работе случаев при токе разряда более 1000 А потенциал в столбе разряда в течение нескольких микросекунд не падает ниже 150 В/см. Току 1000 А соответствует напряженность поля в столбе стационарной дуги не более 3 В/см при тех же внешних условиях [8]. В работе [6] приведены результаты изменения среднего поля в канале импульсной дуги при стабилизированном токе. В результате было получено, что при токе разряда не более 10 А среднее поле в канале снижается до установившегося уровня за 1–2 мс. Это дает основание полагать, что состояние плазмы в разрядном канале в течение этого периода не достигает полного равновесия. Разница в напряженности полей в стационарной и импульсной дугах может быть вызвана значительным отрывом между температурой электронов и температурой ионов и нейтральных молекул (атомов).

Известно, что из выделившейся энергии на газоразрядном промежутке часть энергии разряда выделяется в приэлектродных областях, а часть — непосредственно в столбе дуги. Соотношение между долями этой энергии определяет, является ли плазма в разрядном канале преобладающе эрозионной или газоразрядной. В обзорной работе [9] приведены результаты исследования падения напряжения на приэлектродных участках в вакууме, из которых следует, что катодное падение потенциала незначительно изменяется с изменением разрядного тока. Анодное падение потенциала может быть пренебрежимо мало при достаточной величине площади токовой привязки. Известно, что с возрастанием длины разрядного промежутка при прочих равных условиях возрастает сопротивление разрядного канала. Поэтому через влияние на параметры разряда и изменение длины разрядного промежутка возможно влиять на плазмообразующую среду. Также следует отметить эффект уменьшения эрозии электродов с возрастанием межэлектродного расстояния при прочих равных условиях, полученный в работе [10]. К сожалению, в настоящее время какой-либо количественный подход по выбору длины разрядного промежутка, при котором будет преобладающе формироваться газоразрядная плазма, отсутствует.

Из вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

- в неуправляемых импульсных высокоточных дугах КПД разрядного контура достигает лишь нескольких процентов вследствие стремительного уменьшения сопротивления разрядного канала до значения, которое ниже активного сопротивления остальной части контура;
- в разрядах длительностью до нескольких десятков микросекунд из выделившейся энергии в разрядном промежутке только малая ее доля затрачивается на повышение кинетической температуры газа;
- для получения преимущественно газоразрядной плазмы требуется регулирование параметров разряда и задание достаточной длины разрядного промежутка.

Целью настоящей работы являются обоснование подходов по управлению импульсной дугой, которые обеспечат повышение скорости и эффективности токового разогрева для разрядов длительностью в десятки

микросекунд, их количественное обоснование и экспериментальная проверка. Под управлением импульсной дугой здесь понимается „принудительное“ изменение напряжения на разрядном промежутке через изменение напряжения в источнике электрической энергии.

Механизмы воздействия на разрядный процесс при управлении импульсной дугой

Разрядную цепь можно представить в следующем виде (рис. 1). В такой цепи механизм влияния на КПД разрядного контура реализуется через „принудительное“ изменение сопротивления импульсной дуги, представленное следующей последовательностью:

$$E \downarrow, T_e \downarrow, R_k \uparrow (R_k \sim 1/\sigma, \sigma \sim T_e^{3/2}): R_k \gg R_a.$$

Снижение напряжения в импульсном источнике питания приводит к уменьшению напряженности продольного электрического поля E в положительном столбе импульсной дуги. Уменьшение доли энергии, получаемой электронами от электрического поля в период движения между столкновениями, приводит к снижению средней температуры электронов T_e . Проводимость σ сильноионизированной плазмы прямо пропорциональна температуре электронов: $\sigma \sim T_e^{3/2}$. В результате с уменьшением T_e увеличивается сопротивление R_k разрядного канала, так как $R_k \sim 1/\sigma$. Отсюда появляется возможность „принудительно“ изменять сопротивление канала путем влияния на T_e через изменение напряженности электрического поля на разрядном промежутке с помощью внешней цепи. Как результат, достигается основное энерговыделение на разрядном промежутке, получаемое при соблюдении условия $R_k \gg R_a$.

Повышение эффективности токового разогрева газа обеспечивается следующим механизмом:

$$E \downarrow, T_e \downarrow, \sigma_{\text{cul}} \uparrow (\sigma_{\text{cul}} \sim 1/T_e^2),$$

$$\nu_m \uparrow (\nu_m = NU\sigma_{\text{tr}} + n_e U\sigma_{\text{cul}}),$$

где ν_m — частота упругих столкновений, N — плотность атомов и молекул, U — скорость сталкивающихся

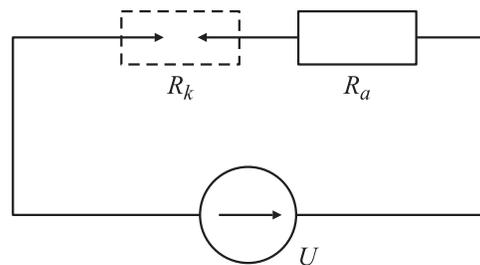


Рис. 1. Схема разрядного контура: R_k — активное сопротивление искрового промежутка, R_a — активное сопротивление соединительной цепи и внутреннее сопротивление источника питания, U — источник электрической энергии.

частиц, n_e — плотность электронов, σ_{tr} и σ_{cul} — сечения упругих столкновений электронов с атомами (молекулами) и ионами соответственно.

Принудительное уменьшение напряженности поля в разрядном канале обеспечивает снижение температуры электронов, которая, в свою очередь, изменяет сечение кулоновских столкновений, так как $\sigma_{cul} \sim 1/T_e^2$. Из-за степенной зависимости сечения кулоновских столкновений от температуры электронов при таком воздействии возникает стремительное нарастание частоты упругих электрон-ионных столкновений. Известно, что время выравнивания температуры электронов с температурой ионов, атомов и молекул в импульсных дугах зависит от частоты ν_m упругих столкновений. Таким образом, при достаточно высокой степени ионизации газа в разрядном канале путем изменения программируемым образом напряжения во внешней цепи достигается увеличение скорости токового разогрева газа.

Тот факт, является плазма сильно- или слабоионизированной, зависит от преобладания процесса упругих электрон-ионных столкновений или столкновений электронов с нейтралами. Для сильноионизированной плазмы выполняется условие $N\sigma_{tr} \ll n_e\sigma_{cul}$. При разряде в воздухе со средней температурой электронов около 0.3 eV сечение кулоновских столкновений составляет около $1.4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$, а при $T_e = 2 \text{ eV}$ это значение уменьшается до $\sigma_{cul} = 3.96 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$. Известно, что транспортное сечение упругих столкновений электронов с молекулами воздуха в этом диапазоне энергий имеет значения $\sigma_{tr} \approx 10^{-16} - 10^{-15} \text{ cm}^2$. На основании этого имеем, что если степень ионизации плазмы составляет около 1% ($n_e \sim 0.01N$), то в относительно сильном электрическом поле, где средняя температура электронов достигает 2 eV, плазма будет подчиняться законам, характерным для слабоионизированного газа. А с уменьшением напряженности электрического поля процессы в данной плазме станут подчиняться законам сильноионизированного газа. Характерное время электронно-ионной релаксации в сильноионизированном газе достигает доли микросекунд, а в слабоионизированном холодном молекулярном газе время колебательно-поступательной релаксации (этот процесс является, как правило, определяющим в начальном нарастании поступательной температуры газа) составляет порядка сотни микросекунд. Таким образом, в случае принудительного уменьшения электрического поля нет необходимости достигать относительно высокой степени ионизации для обеспечения быстрого разогрева газа в разрядном канале.

Из вышеизложенного можно сделать выводы, что принудительное изменение напряженности электрического поля в импульсной дуге с помощью внешней цепи позволяет:

- 1) увеличить сопротивление разрядного канала — это ведет к изменению энергетического баланса с выделением основной энергии разряда на разрядном промежутке;
- 2) перевести плазму из слабоионизированного состояния в сильноионизированное при относительно невысокой степени ионизации — это путь повышения частоты

упругих электрон-ионных столкновений и соответственно скорости токового разогрева газа;

- 3) ограничение степени ионизации газа это способ экономии энергии в случае необходимости быстрого получения термически равновесной плазмы.

Расчет напряженности электрического поля, реализуемой в управляемой импульсной дуге

Энергия электрического поля будет эффективно преобразовываться в кинетическую энергию газа при наличии баланса между приобретением электронами энергии от поля и ее потерей в результате упругих столкновений электронов с тяжелой компонентой газа. Основной промежуток времени в течение развития импульсной дуги, когда происходит интенсивный разогрев газа, соответствует сильноионизированному состоянию плазмы в разрядном канале. В этом случае выделение джоулева тепла тока определяется преимущественно процессом обмена энергией между электронами и ионами. Следовательно, расчет напряженности электрического поля необходимо сделать из уравнения баланса энергии электронов при условии наличия баланса между получением электронами энергии от поля и ее полной передачей в результате упругих электрон-ионных столкновений [8]:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = (\Delta\varepsilon_E - \delta\varepsilon)v_m = \left(\frac{e^2 E^2}{mv_m^2} - \delta\varepsilon \right) v_m. \quad (1)$$

где $\Delta\varepsilon_E$ — приобретение энергии от поля между столкновениями, $\delta\varepsilon$ — потеря энергии электрона в одном эффективном столкновении, e — заряд электрона, m — масса электрона.

Наличие энергетического баланса означает, что $d\varepsilon/dt = 0$. Если положить, что температура электронов T_e в начальных условиях задачи значительно больше температуры ионов T_i ($T_e \gg T_i$), то энергию электронов можно выразить через их температуру, взятую в энергетических единицах. Так как полагается, что потеря энергии электронами определяется процессом упругих столкновений электронов и ионов, то при расчете частоты упругих столкновений учитывался только этот тип столкновений. В расчете принято, что коэффициент, определяющий долю энергии электронов, теряемой при упругом столкновении с ионом, определяется по выражению

$$\delta = \frac{2m}{M\sqrt{\frac{\pi}{6}}}, \quad (2)$$

где M — масса иона.

Раскрыв выражение для частоты упругих столкновений в сильноионизированной плазме [8]:

$$\nu_m = n_e \bar{U}_e \sigma_{cul} = n_e [6.71 \cdot 10^7 \sqrt{T_e [\text{eV}]}] \left[\frac{2.87 \cdot 10^{-14} \ln \Lambda}{(T_e [\text{eV}])^2} \right], \quad (3)$$

Таблица 1. Зависимость „средней“ энергии электронов от напряженности электрического поля

Напряженность электрического поля, V/cm	Плотность электронов n_e , cm^{-3}	„Средняя“ энергия электронов, eV	Транспортное сечение столкновений электрона и иона σ_{cul} , cm^2
475	10^{17}	0.3	$1.4 \cdot 10^{-12}$
306	10^{17}	0.5	$5.3 \cdot 10^{-13}$
168	10^{17}	1	$1.45 \cdot 10^{-13}$
92	10^{17}	2	$3.96 \cdot 10^{-14}$

где $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм, \bar{U}_e — средняя тепловая скорость электрона, и подставив его в уравнение баланса энергии электронов, получим:

$$E = v_m \sqrt{\frac{\delta T_e [\text{eV}] m}{e^2}} = \frac{1.79 \cdot 10^{-15} n_e \ln \Lambda}{T_e [\text{eV}]} \sqrt{\frac{1}{A}}, \quad (4)$$

где A — атомная масса иона (например, для азота $A = 28$).

Расчет зависимости „средней“ энергии электронов от напряженности электрического поля для разряда в воздухе при $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ в случае, когда обеспечивается баланс между приобретением энергии электроном от поля и передачей полученной энергии в кинетическую энергию иона, приведен в табл. 1.

Обратно пропорциональная зависимость напряженности электрического поля от температуры электронов, получаемая в выражении (4), вызвана тем, что при рассмотрении баланса энергии электронов использовался фиксированный коэффициент потери энергии электронов в результате столкновений, т.е. $\delta = \text{const}$. В реальных разрядах этот коэффициент определяется на основании учета всего комплекса как упругих, так и неупругих процессов столкновений электронов с остальными частицами газоразрядной среды. Поэтому коэффициент потери энергии является нефиксированной и нелинейной величиной. Известно, что в реальных разрядах с нарастанием напряженности поля возрастает „средняя“ температура электронов. Поэтому напряженность электрического поля, рассчитанная по выражению (4), показывает при какой максимальной энергии электронов обеспечивается соблюдение баланса энергии только за счет процесса упругих электрон-ионных столкновений (если этот процесс является преобладающим в расчетном диапазоне энергий). Например, для рассчитанного случая при напряженности поля 475 V/cm только низкоэнергетичный хвост функции распределения электронов (с энергией до 0.3 eV) обеспечивает сохранение баланса. С понижением напряженности электрического поля возрастает порог энергии электронов, при котором соблюдается данный баланс. Это означает, что выражение (4) позволяет рассчитать предельную напряженность электрического поля, при которой обеспечивается эффективный токовый разогрев в данных условиях разряда.

Вместе с тем существует ограничение напряженности поля по минимальной величине, связанное с областью применения выражения (4). Баланс энергии электронов рассматривался применительно к сильноионизированной плазме. С ростом энергии электронов сечение кулоновских столкновений может понизиться до такого значения, что в балансе процессов столкновений возрастет роль упругих столкновений электронов с нейтральными частицами и роль неупругих столкновений. А это приведет к понижению эффективности разогрева газа. Например, если в газоразрядной плазме в воздухе $T_e = 0.3 \text{ eV}$ (тогда $\sigma_{\text{cul}} = 1.4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$), то при плотности нейтральной компоненты среды 10^{19} cm^{-3} и плотности электронов 10^{17} cm^{-3} в плазме будут преобладать кулоновские столкновения, так как $10^{19} \cdot (7-9) \cdot 10^{-16} < 10^{17} \cdot 1.4 \cdot 10^{-12}$. При $T_e = 2 \text{ eV}$ имеем $\sigma_{\text{cul}} = 3.96 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, а $\sigma_{\text{tr}} = (1-3) \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Так как в этом случае $10^{19} \cdot (1-3) \cdot 10^{-15} > 10^{17} \cdot 3.96 \cdot 10^{-14}$, то плазма будет слабоионизированной. Следует добавить, что кроме рассмотрения баланса процесса упругих столкновений следует учитывать область энергий, в которой потеря энергии электронами происходит преобладающе в результате упругих столкновений. Для разряда в воздухе это имеет место при энергии электронов до 1 eV. Таким образом, область применения выражения (4) ограничивается условием нахождения плазмы в сильноионизированном состоянии, условием преобладающей потери энергии электронами в результате упругих столкновений и условием значительного преобладания температуры электронов над температурой ионов.

В случае практического применения управляемой импульсной дуги для разогрева газа в техническом устройстве при расчете напряженности электрического поля, до которой необходимо опуститься после пробоя газоразрядного промежутка, температуру электронов T_e следует приравнять к необходимой температуре нагрева газа T_H в газоразрядной полости. Плотность электронов можно задать из условия неполной однократной ионизации газа, полагая, что предварительный заряд является малоэнергетичным. Дальнейшее нарастание степени ионизации плазмы, или ее поддержание, может обеспечиваться только через механизм термической ионизации, так как в результате „принудительного“ уменьшения электрического поля энергия электронов опускается ниже порога ионизации. Полагая, что $n_e = 0.01N$, получим выражение для расчета предельной величины напряженности электрического поля, которую необходимо создать в управляемой импульсной дуге с целью эффективного и быстрого разогрева газа

$$E = \frac{1.79 \cdot 10^{-17}}{T_H} \sqrt{\frac{1}{A}} N \ln \Lambda. \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что с нарастанием плотности газа порог напряженности электрического поля, требуемый к реализации в управляемой импульсной дуге, возрастает. Поэтому целесообразно реализовывать

разогрев газа в плотной среде, т.е. повышать начальное давление в разрядной полости.

С возрастанием температуры газа растет температура электронов, которую эти частицы имеют даже в отсутствие электрического поля. Поэтому с увеличением температуры газа требуется корректировка в расчете величины управляемой напряженности электрического поля. В этом случае в балансе энергии электронов по выражению (1) энергия ε , через которую определяется доля потери энергии электронов в результате столкновений, представляется в виде разности энергии электронов и ионов, т.е. $\varepsilon = T_e[\text{eV}] - T_i[\text{eV}]$. Рассмотрев порядок получения величины управляемой напряженности поля подобно выводу выражения (4), получим

$$E = 1.79 \cdot 10^{-15} n_e \ln \Lambda \sqrt{\frac{1}{A} \frac{\sqrt{(T_e - T_i) T_e}}{T_e^2}}. \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что с возрастанием температуры газа управляемую напряженность электрического поля необходимо понижать.

Расчет длины газоразрядного промежутка

Известно, что вблизи катода дуги образуется большой положительный заряд, который обуславливает резкое падение поля и потенциала в исключительно тонком слое, толщина которого меньше длины свободного пробега ионов и электронов [8]. На этот бесстолкновительный слой приходится значительная часть катодного падения потенциала. Приобретение энергии электронами практически до средней величины происходит в бесстолкновительном слое. Очевидно, что при дальнейшем дрейфе электронов в газонаполненном межэлектродном пространстве их энергия будет успевать релаксировать в кинетическую энергию газа в случае, если произведение времени релаксации энергии электронов τ_{rel} (имеется в виду релаксация энергии электронов в кинетическую энергию газа) на скорость дрейфа электронов v_d будет больше длины газоразрядного промежутка, т.е.

$$l \gg v_d \tau_{\text{rel}}. \quad (7)$$

В данной задаче рассматриваются сильноточные импульсные дуги, поэтому плазма в разрядном канале полагается сильноионизированной, а процесс релаксации энергии электронов определяется исходя из времени электрон-ионной релаксации. Согласно [18], характерное время электрон-ионной релаксации определяется по выражению

$$\tau_{\text{rel}} = \frac{250A(T_e[\text{K}])^{3/2}}{n_+ \ln \Lambda} = \frac{3.15 \cdot 10^8 A(T_e[\text{eV}])^{3/2}}{n_+ \ln \Lambda} \text{ s}, \quad (8)$$

где n_+ — плотность ионов.

Скорость дрейфа электронов можно определить по выражению [8]:

$$v_d = \frac{\sigma E}{en_e}. \quad (9)$$

Подставив в выражение (9) проводимость сильноионизированной плазмы с однозарядными ионами [8]:

$$\sigma_{\text{cul}} = 1.9 \cdot 10^2 \frac{T^{3/2}[\text{eV}]}{\ln \Lambda} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}, \quad (10)$$

и раскрыв выражение (7), получим

$$k \gg \frac{3.74 \cdot 10^{29} A E T^3[\text{eV}]}{n_e n_+ \ln^2 \Lambda}. \quad (11)$$

Из выражения (11) видно, что на коротких газоразрядных промежутках реализуется эффективный токовый разогрев газа в случае, если плазма является достаточно плотной и электрическое поле в разрядном канале не очень сильное.

Экспериментальное исследование влияния управления напряжением на кривые тока и напряжения импульсной дуги

Вариант схемного решения, позволяющий реализовать управление напряжением в импульсной дуге, приводился в работе [11]. В работе [12] представлены результаты экспериментального исследования влияния управления напряжением на изменение сопротивления столба импульсной дуги при малых токах. Наличие высокоиндуктивного элемента в ранее использовавшемся схемном решении значительно влияло на динамику развития разряда с возрастанием тока. Поэтому в данной работе применялось схемное решение с малоиндуктивным элементом. Используемая электрическая схема обеспечивает развитие разряда таким образом, что первоначально происходит формирование токопроводящего канала в результате высоковольтного маломощного разряда на основном газоразрядном промежутке, инициируемого маломощным поджигающим разрядом. В дальнейшем к промежутку подсоединяется электрическая емкость большого номинала, заряженная до низкого напряжения, и развивается импульсная дуга. Энергия, запасенная в данной емкости, значительно превышала энергию, выделяемую в первоначальных разрядах.

В данном исследовании осуществлялось регулирование начального давления в газоразрядной полости в диапазоне $(1-2) \cdot 10^5$ Па. Показания тока снимались с активного шунта типа 75 ШСМ. Следует отметить, что из-за наличия паразитной индуктивности в данном шунте регистрируемые значения тока на осциллограммах несколько завышены. Измерение напряжения на газоразрядном промежутке (включая падение на электродах) осуществлялось омическим делителем с коэффициентом деления 1:100. Для уменьшения погрешности измерения в низковольтном плече делителя использовался малоиндуктивный угольный резистор марки ТВО номиналом $10^4 \Omega$. В качестве высоковольтного плеча делителя использовался резистор марки КЭВ-10. Измеряемые сигналы тока и напряжения регистрировались

на осциллографе Textronix TDS1012. В качестве емкости большого номинала применялись два конденсатора типа К50-3Ф номиналом по $1000 \mu\text{F}$, включенные параллельно. Напряжение заряда емкости регулировалось в диапазоне $200\text{--}350 \text{ V}$. Длина газоразрядного промежутка составила 10 mm . Разряд осуществлялся в воздушной среде.

Осциллограммы тока и напряжения, получаемые при управлении напряжением в импульсной дуге, приведены на рис. 2, 3. Из данных осциллограмм видно, что напряжение на разрядном промежутке с напряжения 2 kV (начальный уровень кривой 1 соответствует 2 kV), обеспечивающего формирование токопроводящего канала, после начала разряда относительно резко падает до напряжения заряда большой емкости U_0 . При дальнейшем разряде этой емкости, сопровождающемся большим

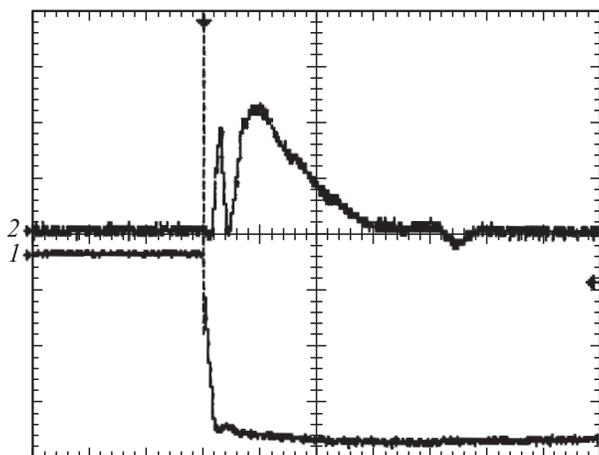


Рис. 2. Осциллограммы тока (кривая 1) и напряжения (2) на разрядном промежутке: развертки по I — 5000 A/div , по U — 500 V/div , по времени — $100 \mu\text{s/div}$; начальные условия: $U_0 = 300 \text{ V}$, $P_0 = 2 \cdot 10^5 \text{ Pa}$.

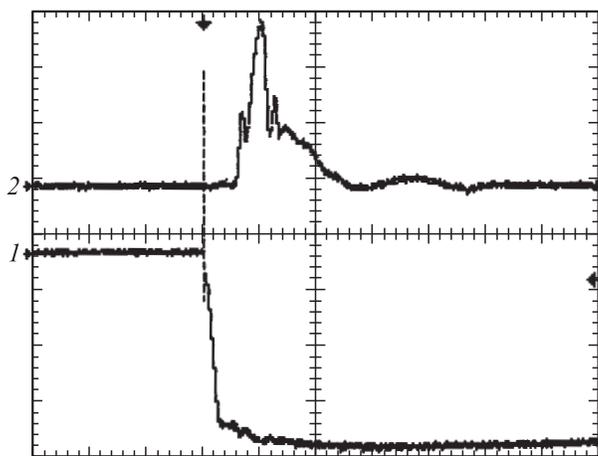


Рис. 3. Осциллограммы тока (кривая 1) и напряжения (2) на разрядном промежутке: развертки по I — 10000 A/div , по U — 500 V/div , по времени — $100 \mu\text{s/div}$; начальные условия: $U_0 = 300 \text{ V}$, $P_0 = 2 \cdot 10^5 \text{ Pa}$.

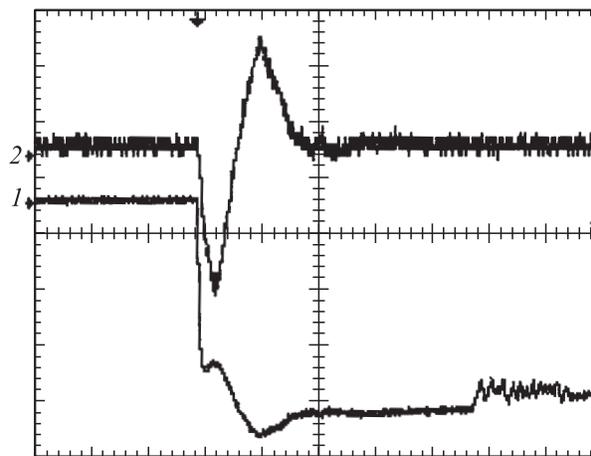


Рис. 4. Осциллограммы тока (кривая 1) и напряжения (2) на шунте при коротком замыкании: развертки по I — 20000 A/div , по U — 500 V/div , по времени — $100 \mu\text{s/div}$; начальные условия: $U_0 = 330 \text{ V}$.

импульсным разрядным током, происходит более плавное падение напряжения. При этом кривая тока имеет форму, характерную для аperiodического затухающего разряда в RLC-цепи (первый полупериод разрядного тока отражает стадию формирования токопроводящего канала). Также особенностью такого разряда является неполный разряд емкости. При реализации одинаковых условий разряда величина остаточного напряжения в емкости большого номинала, получаемая в результате нескольких серий измерений, несколько колебалась (табл. 2). Тем не менее была выявлена тенденция: с возрастанием начального давления газа P_0 в разрядной полости при сохранении иных параметров реализации разряда неизменными величина остаточного напряжения возрастает. Также с возрастанием давления происходят уменьшение амплитуды тока и сокращение полупериода разряда. С незначительным возрастанием напряжения заряда емкости происходит стремительное нарастание тока с соответствующим сокращением длительности полупериода разряда (например, если сравнить рис. 2 и 3).

На рис. 4 показана динамика развития разряда в контуре при его коротком замыкании (начальный уровень кривой 1 соответствует 2 kV). Следует обратить внимание, что в режиме короткого замыкания длительность полупериода разряда в данной электрической цепи составляет около $80 \mu\text{s}$, а полный разряд емкости практически завершается за $200 \mu\text{s}$. На основании сравнения динамики развития разряда на нагрузке в виде газоразрядного промежутка и в режиме короткого замыкания можно положить, что аperiodический характер развития разряда вызван именно параметрами промежутка. Вероятнее всего, в проводимых условиях реализации импульсной дуги напряженности электрического поля недостаточно для поддержания плазмы, что приводит к уменьшению проводимости газоразрядного канала и прекращению разряда. Объяснить уменьшение остаточ-

Таблица 2. Влияние начального давления в разрядной полости на развитие импульсной дуги

Напряжение заряда емкости U_0 , V	Начальное давление газа в разрядной полости, 10^5 Pa	Остаточное напряжение на емкости после прекращения разряда, V	Длительность полупериода импульсной дуги, μ s
300	1	160 ± 10	220 ± 10
	1.5	170 ± 5	200 ± 10
	2	180 ± 5	150 ± 5
250	1	140 ± 10	150 ± 5

ного напряжения с понижением U_0 можно тем, что время существования разряда определяется процессом распада плазмы, полученной благодаря поджигающему высоковольтному разряду.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты качественно подтверждают, что путем управления напряжением в импульсной дуге удастся существенно увеличить сопротивление газоразрядного промежутка и тем самым изменить баланс выделения энергии в импульсной дуге.

Экспериментальное исследование влияния управления импульсной дугой на скорость распространения переднего фронта газоразрядной струи

В приводимых ниже результатах экспериментальных исследований управляемая импульсная дуга применялась для разогрева газа в устройстве периодического формирования высокоскоростных плазменных струй, названном плазменно-волновой системой (ПВС, PWS) [13]. Расчет оптимальной длительности разогрева газа в данном устройстве и оптимального порога по температуре, которого необходимо достичь в результате токового разогрева, изложен в работе [14]. Оптимальная длительность интенсивного токового разогрева газа в данном устройстве должна составлять до 100μ s, а максимальная температура газоразрядной среды при скорости истечения струи около 1500 m/s для воздуха не должна превышать 7000 K, а для водорода — 500 K. Так как скорость молекул газа прямо пропорциональна корню квадратному от температуры газа, то с ростом температуры газа происходит возрастание скорости истечения струи. Но такая зависимость температуры от скорости позволяет лишь качественно выявить эффективность разогрева газа при управлении импульсной дугой.

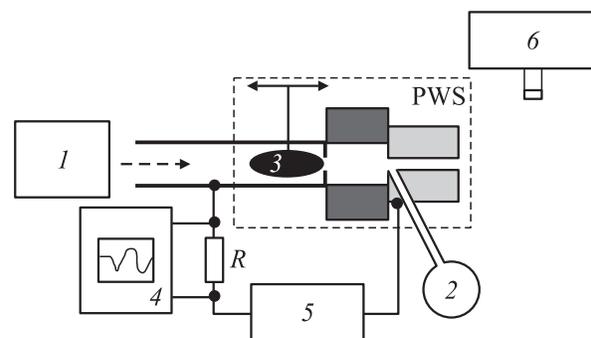
Для проведения исследований согласно схеме (рис. 5) была собрана установка. Основные параметры установки приведены (табл. 3). Холодный рабочий газ под высоким давлением непрерывно подавался во входной канал ПВС и, пройдя через разрядную полость и выходной канал, попадал в окружающую атмосферу. Регулятор давления обеспечивал создание повышенного давления холодного газа в разрядной полости по отношению к давлению внешней среды. Формирование плазменной струи обеспечивалось в результате реализации импульсной дуги в

Таблица 3. Основные характеристики экспериментальной установки

Параметр экспериментальной установки	Значения
Объем разрядной полости ПВС, m^3	$3 \cdot 10^{-7}$
Давление P_0 холодного газа в полости ПВС, МПа	0.1–0.3
Расход газа через ПВС, m^3/min	Не более 0.12
Давление подачи сжатого газа, МПа	1–2.5
Диаметр выходного канала, mm	2–2.5
Полная энергия, запасаемая для разогрева газа, J	≤ 100

разрядной полости. В качестве рабочего газа использовались воздух и водородообогащенная смесь. Развитие плазменной струи в открытой атмосфере фиксировалось на скоростной фотокамере типа СФР. Измерение скорости распространения переднего фронта газоразрядной струи осуществлялось на основании оценки скорости распространения светящейся области.

В результате исследований было установлено, что напряженность электрического поля предопределяет процесс формирования газоразрядной струи. В относительно сильных полях (более 1.5 kV/cm) область свечения не имеет определенной формы (рис. 6). Полагается, что эта область возникает в результате бомбардировки потоком электронов воздушной среды с последующим ее хаотическим свечением и релаксацией неравновесно возбужденной газовой среды после выноса газовым

**Рис. 5.** Схема экспериментальной установки: 1 — компрессор, 2 — манометр, 3 — регулятор давления, 4 — осциллограф, 5 — электрическая схема, реализующая импульсную дугу, 6 — скоростной фоторегистратор.

поток. В слабых полях формируется относительно четкая граница между газоразрядной и окружающей средами (рис. 7). Полагается, что в этом случае истечение струи предопределяется термодинамическими процессами. Полученные результаты в полной мере согласуются с результатами расчета требуемой напряженности поля по выражению (5). Так, в воздушной среде, находящейся под давлением 0.2 МПа и имеющей начальную температуру 293 К, плотность частиц газа составляет $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, требуемая температура разогрева газа $T_H \approx 0.5 \text{ eV}$, для воздуха можно положить число $A = 29$, кулоновский логарифм равняется $\ln \Lambda \approx 4.27$. В результате по выражению (5) получаем, что эффективный разогрев может обеспечиваться в данных условиях, если напряженность поля на разрядном промежутке в период горения дуги не превосходит 1425 В/см.

Провести анализ скорости истечения газоразрядной струи на ранней стадии, получаемой при реализации импульсной дуги с относительно высокой напряженностью электрического поля в воздушной среде, не представлялось возможным вследствие неопределенности в установлении границы светящейся области. Тем не менее через десятки микросекунд после выхода струи наблюдалось появление видимой светящейся области. Это позволило произвести сравнение средних скоростей

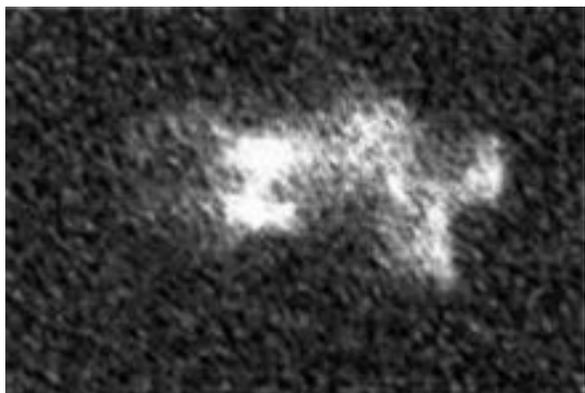


Рис. 6. Форма светящейся области, получаемой при относительно высокой напряженности электрического поля в импульсной дуге.



Рис. 7. Форма светящейся области, получаемой при относительно низкой напряженности электрического поля в импульсной дуге.

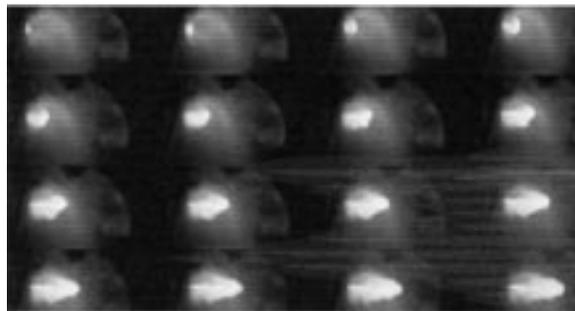


Рис. 8. Развитие водородообогащенной плазменной струи в окружающей атмосфере: $U_0 = 16 \text{ kV}$, $Q = 100 \text{ J}$. Время между кадрами — $8 \mu\text{s}$.

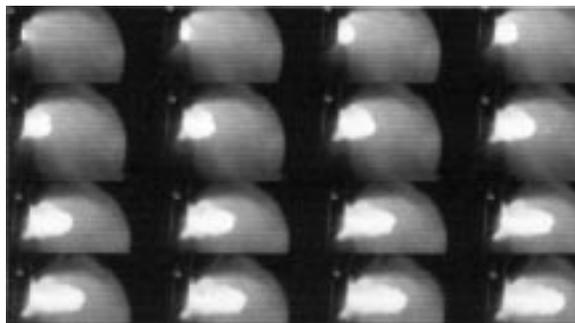


Рис. 9. Развитие водородообогащенной плазменной струи в окружающей атмосфере: $U_0 = 900 \text{ V}$, $Q = 100 \text{ J}$. Время между кадрами — $8 \mu\text{s}$.

истечения для разных условий разряда. Например, при номинале основной разрядной емкости $16 \mu\text{F}$, заряженной до $U_0 = 3300 \text{ V}$, на период до $50 \mu\text{s}$ после выхода средняя скорость струи составила около 300 m/s , а для емкости $3 \mu\text{F}$, заряженной до $U_0 = 7300 \text{ V}$, эта скорость составила около 200 m/s .

На водородообогащенной газоразрядной среде светящаяся область имела относительно четкие очертания. В результате это позволило убедиться в том, что с возрастанием напряжения заряда емкости скорость распространения плазменной струи уменьшается при сохранении величины полного энерговыделения Q неизменной. Например, это видно из приведенных динамик развития сверхзвуковых водородообогащенных импульсных плазменных струй в окружающей атмосфере (рис. 8, 9), формируемых при разных значениях напряжения заряда емкостей и их номиналах. Следует отметить, что при разряде с более низкой напряженностью электрического поля наблюдается более интенсивное расширение струи как в поперечном, так и в продольном направлениях.

Влияние начального давления воздуха в разрядной полости ПВС на скорость распространения переднего фронта воздушной плазменной струи было проведено при использовании емкости номиналом $280 \mu\text{F}$, заряженной до 730 V . Результаты анализа получаемых скоростей представлены на рис. 10–12.

В начальный момент более быстрое нарастание давления в полости с большим начальным давлением

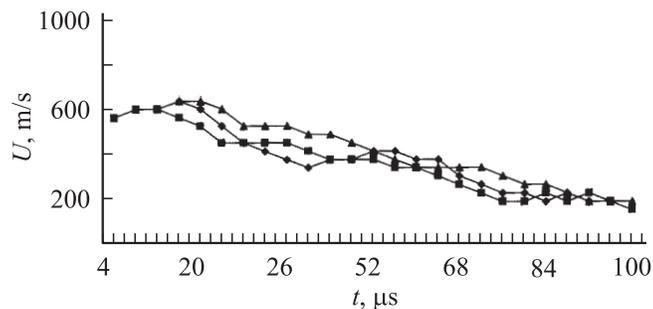


Рис. 10. Динамика развития распространения переднего фронта газоразрядной струи: $U_0 = 730$ V, $Q = 100$ J, $P_0 = 10^5$ Pa (кривые получены из трех фоторегистраций).

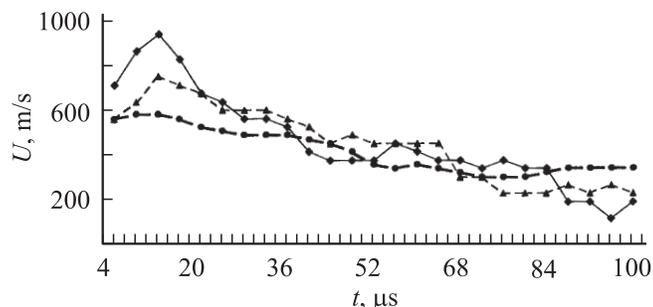


Рис. 11. Динамика развития распространения переднего фронта газоразрядной струи: $U_0 = 730$ V, $Q = 100$ J, $P_0 = 3 \cdot 10^5$ Pa (кривые получены из трех фоторегистраций).

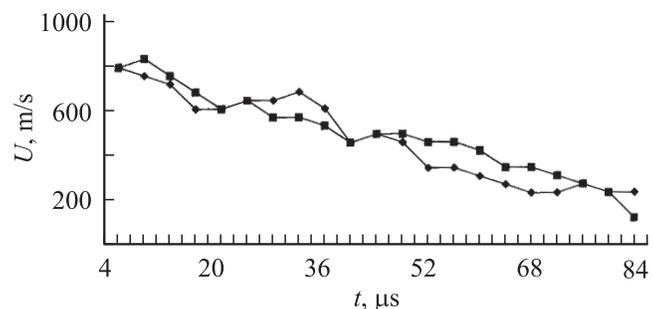


Рис. 12. Скорость переднего фронта воздушной газоразрядной струи, получаемая при использовании метода ускорения колебательной релаксации: $U_0 = 730$ V, $Q = 100$ J, $P_0 = 2 \cdot 10^5$ Pa (кривые получены из двух фоторегистраций).

предопределяет более высокую начальную скорость выхода плазмы. Так как в этом случае высокое давление удерживается более продолжительное время, то падение скорости плазменной струи происходит более медленно.

Следует отметить, что если в качестве рабочей среды используется воздух, то на процесс нагрева газа также значительное влияние оказывает процесс колебательно-поступательной релаксации, проявляющий себя при длительности разрядов порядка сотни микросекунд в холодном воздухе, а при температуре воздуха более 1000 K — при длительности разрядов порядка десятка микросекунд. Поэтому получаемые результаты скорости распространения струи имеют небольшой разброс.

Применение в качестве рабочего газа воздуха с добавками малой доли инертного газа, значительно ускоряющего процесс колебательно-поступательной релаксации, позволило получить значительно более высокие скорости распространения струи (рис. 12). В данных условиях увеличение начальной скорости произошло на 150 m/s. Очевидно, что более быстрое начальное расширение приводит в дальнейшем к более стремительному падению скорости при одинаковом энерговыделении.

Заключение

Экспериментальные исследования влияния напряженности электрического поля на сопротивление разрядного канала импульсной дуги подтвердили теоретически полученную зависимость возрастания сопротивления канала с понижением напряженности поля, чем создается возможность для выделения основной доли запасенной электрической энергии в газоразрядном канале путем задания баланса между активным сопротивлением внешней цепи и сопротивлением столба дуги. Вместе с тем существует пороговое значение напряженности электрического поля, ведущее к „затуханию“ разряда. Возрастание сопротивления импульсной дуги также происходит с ростом давления газа в разрядной полости.

Список литературы

- [1] Nettleton M.A. // *Electrical Rev.* 1976. N 7. P. 116–119.
- [2] Зельдович Я.Б., Козарко С.М., Симонов Н.Н. // *ЖТФ.* 1956. Т. 26. Вып. 8. С. 1744–1759.
- [3] Андреев С.И., Ванюков М.П. // *ЖТФ.* 1962. Т. 32. Вып. 6. С. 738–745.
- [4] Драбкина С.И. // *ЖЭТФ.* 1951. Т. 21. Вып. 4. С. 473–483.
- [5] Брагинский С.И. // *ЖЭТФ.* 1958. Т. 34. Вып. 6. С. 1548–1557.
- [6] Базелян Э.М., Райзер Ю.П. *Искровой разряд.* М.: МФТИ, 1997. 320 с.
- [7] Абрамсон И.С., Гегечкори Н.М. // *ЖЭТФ.* 1951. Т. 21. Вып. 4. С. 484–492.
- [8] Райзер Ю.П. *Физика газового разряда:* Уч. пос. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [9] Вакуумные дуги / Пер. с англ.; под ред. Дж. Лафферти. М.: Мир, 1982. 432 с. (*Vacuum arcs: Theory and Application / Ed by J.M. Lafferty. New York: Wiley, 1980.*)
- [10] Teste Ph., Leblanc R., Andlauer R., Chabrierie J.-P. // *Plasma Sources Sci. and Techn.* 2001. Vol. 10. N 1. P. 10–16.
- [11] Довбня А.Н., Корытченко К.В., Волколупов Ю.Я., Шкирида С.М., Красноголовец М.А., Демин В.С. // *ЖТФ.* 2003. Т. 73. Вып. 12. С. 91–94.
- [12] Довбня А.Н., Корытченко К.В., Красноголовец М.А., Волколупов Ю.Я., Тур Ю.Л., Шкирида С.М., Косой А.И. // *ЖТФ.* 2003. Т. 73. Вып. 12. С. 87–90.
- [13] Корытченко К.В., Волколупов Ю.Я., Красноголовец М.А., Острижной М.А., Чумаков В.И. // *ЖТФ.* 2002. Т. 72. Вып. 4. С. 124, 125.
- [14] Dovbnya A.N., Korytchenko K.V., Volkolupov Yu.Ya., Kosoj L.I. // *Proc. of Europ. Combustion Meeting. Louvain-la-Neuve. Belgium, 2005. Report 237.*