

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСКРОВОГО ПРОБОЯ В ГАЗАХ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Ф.М.А. Аль-Харети, О.А. Омаров, Н.О. Омарова, П.Х. Омарова

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Дагестан, Россия

Плазма обладает анизотропными свойствами по отношению к магнитному полю. Наложение магнитного поля вносит существенные особенности в развитие пробоя на всех его стадиях, что позволяет выявить физические процессы, характерные для них. Особый интерес представляют исследования влияния внешних магнитных полей на характеристики разряда высокого давления: время формирования разряда, резкого спада напряжения и горения квазистационарной дуги; силу тока и напряжение пробоя; мощность и энергию, выделяемые в разряде; электронную температуру и концентрацию частиц в различные моменты времени. Данные исследования объясняются плазменной моделью пробоя газов, которая связывает разряд с формированием в диэлектрике плазменной структуры, определяющей все последующие стадии развития разряда. В результате проведённой работы сделаны следующие выводы: продольное магнитное поле приводит к росту температуры, плотности плазмы и тока канала, а также удельного энерговклада в разряд. Проводимость плазмы сначала увеличивается с ростом магнитного поля, а затем практически не меняется, скорость расширения канала определяется скоростью ввода энергии в этот канал. Увеличивая скорость ввода энергии, можно увеличить удельную мощность, проводимость и температуру плазмы. Спектральный состав излучения и интенсивность континуума зависят от напряжённости магнитного поля. С ростом напряжённости магнитного поля максимум непрерывного излучения смещается в коротковолновую область. Определены температура плазмы в расширяющемся искровом канале в Ar (40 000 K) и концентрация заряженных частиц ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

Ключевые слова: плазма, магнитное поле, энергия разряда, время развития разряда, излучение стримера.

INFLUENCE OF EXTERNAL MAGNETIC FIELDS ON POWER CHARACTERISTICS OF SPARK BREAKDOWN IN HIGH PRESSURE GASES

F.M.A. Al-Harethi, O.A. Omarov, N.O. Omarova, P.H. Omarova

Dagestan State University, Makhachkala, Dagestan, Russia

Plasma has anisotropic properties with respect to the magnetic field. Application of a magnetic field introduces important features in the development of breakdown at all the stages, and allows identifying the physical processes typical for them. Of particular interest is the study of the external magnetic fields influence on the performance of high-pressure discharge: times of discharge formation, voltage slump and quasi-stationary arc combustion; current strength and breakdown voltage; power and energy released at the discharge; electron temperature and concentration of particles at different time. Since these studies were carried out in the framework of the plasma model of the gases breakdown, which considers the breakdown as the formation of a plasma structure in a dielectric and defines all the subsequent stages of the discharge, it is necessary to determine corresponding parameters. The conclusions from this study are as follows: the longitudinal magnetic field results in increase of temperature, plasma density and current in the channel as well as specific energy contribution into the discharge. Plasma conductivity first increases with the magnetic field buildup and then practically remains constant. Spreading rate of the channel is determined by the energy insertion rate into this channel. Growth of the energy insertion rate increases plasma specific power, conductivity and temperature. Radiation spectrum and continuum intensity depend on the magnetic field strength. Maximum of continuous radiation shifts into the short-wave zone at the increase of the magnetic field strength. Plasma temperature in the expanding spark channel in Ar was 40 000 K. Concentration of charged particles was $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Key words: plasma, magnetic field, discharge energy, time of discharge, streamer emission.

В целом формирование пробоя газов высокого давления в сильных магнитных полях делится на следующие этапы: начальные лавинно-стримерные стадии; формирование катодного пятна с дрейфом электронного пучка через плазму объёмного разряда; формирование и развитие искрового канала; переход к квазистационарной дуге. На основании электрических, оптических и спектральных измерений было показано, что процессы формирования всех стадий в магнитном поле ускоряются за счёт ограничения радиальной диффузии, увеличения концентрации и температуры, уменьшения интегрального поперечного излучения из плазмы [1, 2].

Канальная стадия искрового разряда в газах высокого давления обладает наибольшей яркостью. Значительная часть энергии, вкладываемой в разряд, идёт на излучение.

Для построения теории искрового разряда и применения его в качестве источника излучения важно знать физические параметры плазмы. Исследования с помощью интерферометра распределения плотности по сечению разряда для различных моментов времени описаны в работе [3]. Найдено, что средняя плотность газа в области канала разряда на более поздних стадиях составляет $5 \cdot 10^6$ г/см³, что соответствует концентрации $\sim 10^{17}$ см⁻³. Средняя температура плазмы в соответствии с гидродинамической теорией составляет 40 000 К. Измерения [4] подтвердили наличие сильного всплеска излучения позади фронта ударной волны, причём с ростом интенсивности волны максимум излучения приближается к фронту. С ростом мощности величина яркости остаётся неизменной и соответствует яркости абсолютно чёрного тела при температуре 40 000 К (в случае Ag). Исследование равномерности распределения температуры по сечению канала методом сравнения температуры по интенсивности линейчатого спектра показало, что температура по радиусу канала распределена равномерно.

Постоянство температуры в канале искры соблюдается в весьма широких пределах изменения скорости поступления энергии, что позволило авторам работы [5] считать, что насыщение яркости излучения канала искры связано не с экранировкой высокотемпературных зон разряда более низкотемпературными, а с наличием предельного значения температуры плазмы искрового канала.

Экспериментальное исследование радиального распределения температуры в канале сильноточного разряда показало, что в отличие от случая искрового разряда она распределена неравномерно [6]. Это обстоятельство позволяет предположить, что радиальное распределение газодинамических параметров в канале искры определяется, в основном, параметрами разряда [7]. Исследование влияния магнитного поля на плотность, температуру плазмы [8] показало, что влияние поля сводится к уменьшению неоднородности в распределении газодинамических функций.

При анализе экспериментальных результатов [8—11] будем считать, что излучение неравновесное и основными механизмами являются тормозное и рекомбинационное излучения. Лучистой теплопроводностью в условиях эксперимента можно пренебречь.

Спектр излучения формирующегося искрового канала обладает достаточной интенсивностью и начинает регистрироваться на аэрофотоплёнке «изопанхром» чувствительностью 5000 ед. при токах разряда 40—50 А. Спектрохронограмма участка 350—481 нм показана на рис. 1 при двух значениях напряжённости магнитного поля ($E/p = 9$ В/(см·торр), $p = 2280$ торр, $d = 0,3$ см). Излучение прорастающего искрового канала регистрируется через 60—80 нс после появления катодного пятна (начало резкого роста тока), затем регистрируется непрерывный спектр в широком диапазоне длин волн (см. рис. 1), максимальная яркость ионных линий и непрерывного спектра достигается через 300—400 нс с начала резкого роста тока.

Спектр предискрового диффузного канала характеризуется в основном линиями атомарного аргона. Наиболее интенсивно излучаются линии AgI 442,3, 436,3, 433,5 и 355,6 нм. Уширение этих линий на этой стадии незначительное (0,05—0,1 нм), что соответствует концентрации электронов $\sim 10^{16}$ см⁻³. Интенсивно возбуждаются на ранних стадиях ионные линии AgII 372,9, 358,8, 354,5 нм с потенциалами возбуждения 19,96, 22,94, 24,62 эВ соответственно, а также интенсивный континуум в области 350—360 нм.

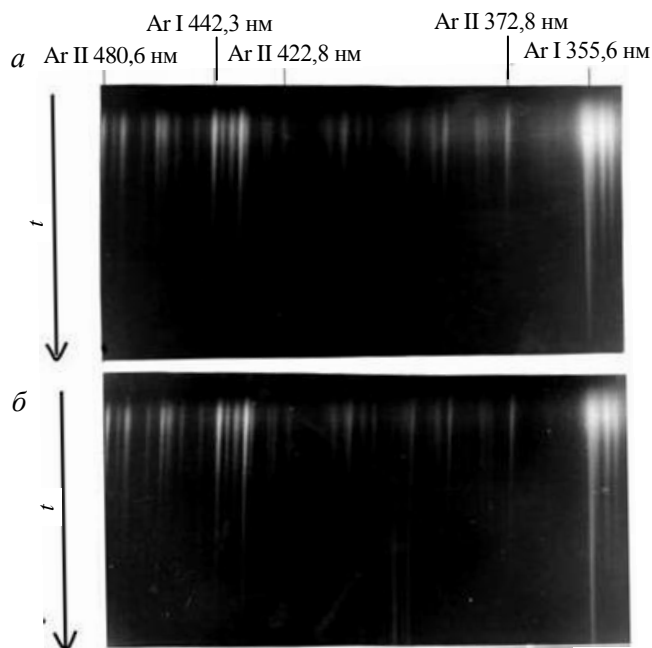


Рис. 1. Спектрохронограммы участка спектра 350—481 нм, снятые механической развёрткой с разрешением 50 нс/мм (ВФУ, ИСП-30): $H = 80$ (а), 200 кВ (б)

На рис. 2 представлены осциллограммы импульсов интегрального излучения с ФЭУ-29 (верхний луч) и осциллограмма изменения магнитного поля, снятые осциллографом ОК-17 при пробое He при $p = 1415$ мм рт. ст., $U_0 = 0,85$ кВ; $U_{np} = 4$ кВ, $d = 0,2$ см, для различных значений напряжённостей магнитного поля.

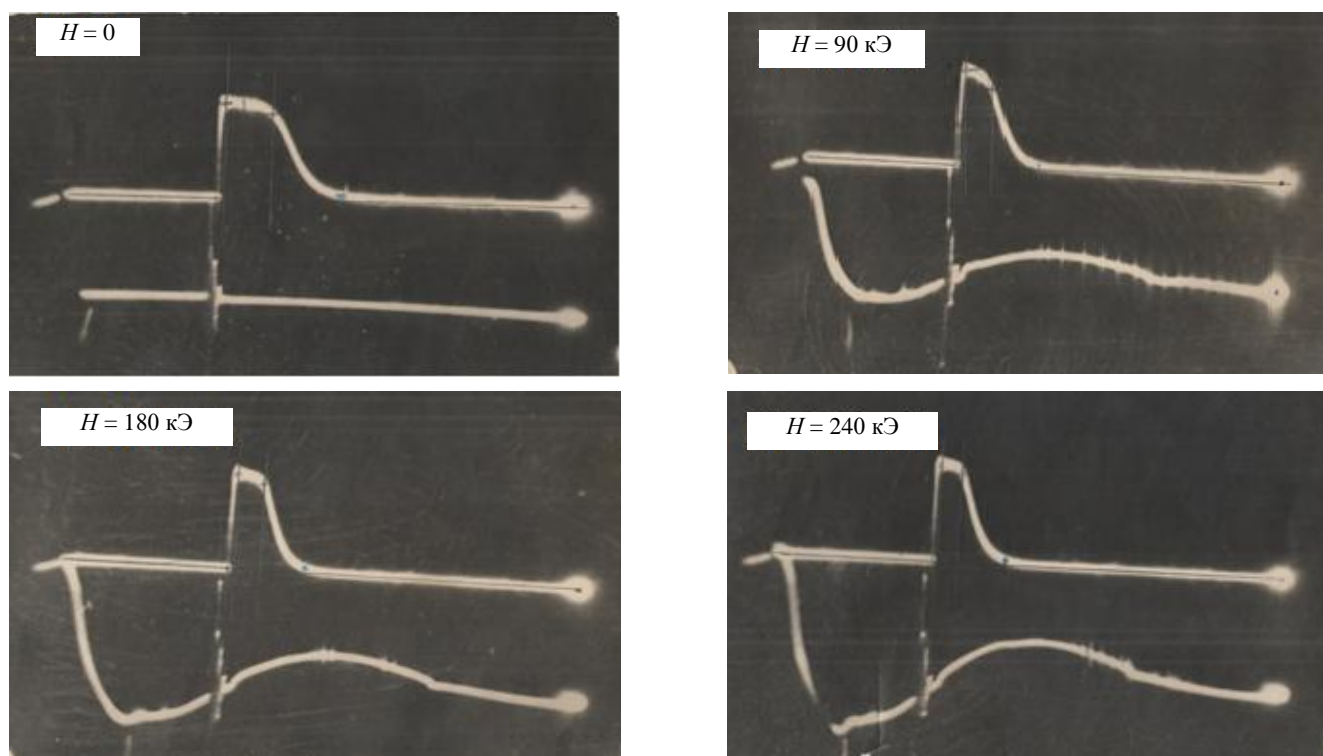


Рис. 2. Осциллограммы импульсов интегрального излучения с ФЭУ-29 (верхний луч) и осциллограмма изменения магнитного поля, снятые осциллографом ОК-17 при пробое He: $p = 1415$ мм рт. ст.; $U_0 = 0,85$ кВ; $U_{np} = 4$ кВ; $d = 0,2$ см

С целью изучения вольтамперных, оптических и спектральных характеристик искрового разряда в газах в продольном магнитном поле собрана экспериментальная установка [12]. Исследовался разряд в аргоне и гелии при $H = 0, 90$ и 180 кЭ и $p = 2280$ и 1500 мм рт. ст. Расстояние между двумя алюминиевыми электродами формы Роговского составляет $0,4$ см. Для получения импульсов высокого напряжения использовался ГИН. Ток измерялся поясом Роговского, падение напряжения на промежутке фиксировалось осциллографом ОК-21. Импульсные магнитные продольные поля создавались разрядом батареи конденсаторов $C \sim 1500$ мкФ на цельноточный соленоид типа Гельмгольца, изготовленный из бериллиевой бронзы индуктивностью $L \sim 10^{-7}$ Гн. Магнитное поле считалось квазистационарным, так как длительность исследуемого разряда составляла 1 мкс. Согласование импульсов магнитного поля и запуска измерительной аппаратуры осуществлялось блоком синхронизации. Снимки выполнялись фоторегистратором ФЭР-2.

При определении времени формирования разряда время запаздывания пробоя сводилось к минимуму за счёт предварительной фотоионизации разрядного промежутка, при которой достигалась концентрация затравочных электронов $\sim 10^6$ — 10^8 см $^{-3}$ [7].

В наших измерениях относительные погрешности для напряжения и тока составляют $\delta U \sim 10\%$, $\delta I \sim 12\%$ соответственно [13].

При пробое гелия наблюдается ступенчатость провала напряжения, которая связана с дрейфом электронного пучка через плазму стримеров и образованием катодного пятна [14, 15]. Так как в воздухе, азоте и аргоне длительность ступени значительно меньше, чем в гелии, рассмотрим более подробно ступенчатый спад напряжения в He и зависимость его от напряжённости внешнего магнитного поля.

Известные механизмы развития газового разряда допускают наличие фазы тлеющего разряда на начальных стадиях при лавинном размножении [16]. Вторичные электроны образуются в прикатодной области на значительном расстоянии от оси первичной лавины, что при многолавинном инициировании приводит к заполнению лавинами большого объёма между электродами, которое ответственно за диффузное свечение.

Изучение свечения газового промежутка на различных стадиях изменения напряжения с использованием электронно-оптического преобразователя в сочетании с импульсным скоростным осциллографом позволило нам установить наличие фазы тлеющего свечения при искровом пробое гелия. Ход изменения напряжения на промежутке в He представлен на рис. 3, а, б.

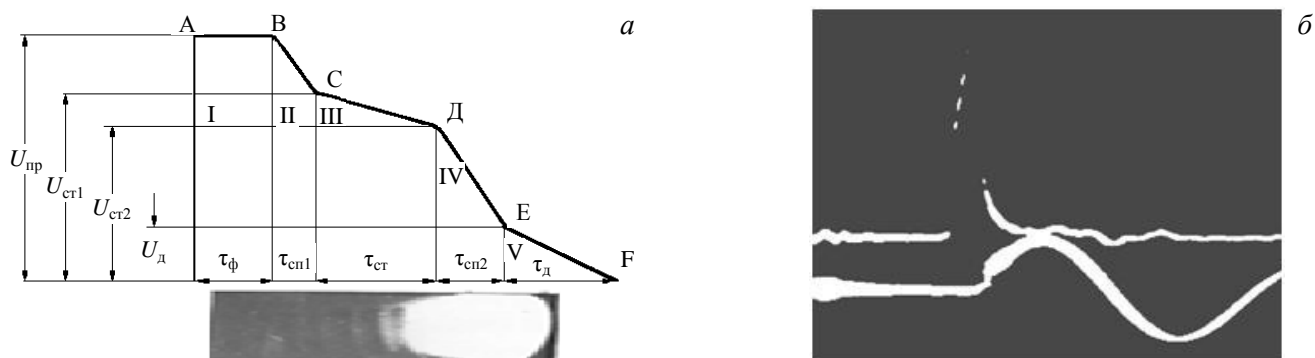


Рис. 3. Ход изменения напряжения на промежутке при импульсном пробое гелия: $\tau_{\text{ф}}$ — время формирования разряда; $\tau_{\text{сн1}}$ — время резкого спада от напряжения пробоя до ступени напряжения тлеющего разряда; $\tau_{\text{ст}}$ — время длительности ступени тлеющего разряда; $\tau_{\text{сн2}}$ — время резкого спада от ступени напряжения тлеющего разряда до напряжения горения квазистационарной дуги; $\tau_{\text{д}}$ — время горения дуги, соответствующей первой четверти периода изменения тока; $U_{\text{пр}}$, $U_{\text{ст1}}$, $U_{\text{ст2}}$, $U_{\text{д}}$ — напряжения пробоя, начала и конца ступени тлеющего разряда и горения квазистационарной дуги соответственно (а); осциллограмма импульса напряжения и тока при пробое Ar, снятая на ОК-21, при $d = 0,4$ см, $p = 2280$ мм рт. ст., $H = 90$ кЭ (б)

Участок АВ соответствует развитию лавины до критического размера (время $\tau_{\text{ф}}$), ВС — продвижению стримера к электродам (время $\tau_{\text{сн1}}$). Участок СД (ступень напряжения) соответствует предполагаемой области тлеющего разряда, определяемой временем $\tau_{\text{ст}}$. Оно связано с затруднением электронной эмиссии из катода при подходе к нему плазменного фронта положительного стримера. Время спада $\tau_{\text{сн2}}$ характеризует быструю стадию расширения искрового канала. С приближением плазменного фронта к катоду электрическое поле возрастает до $\sim 10^8$ В/м. Оно, увеличивая плотность тока на одной из неоднородностей поверхности катода, и приводит к плавлению вискера с формированием термоэлектронного пучка, приводящего к прорастанию искрового канала со скоростью $\sim 10^6$ см/с. Скорость спада напряжения до нуля характеризуется временем, в течение которого наблюдается быстрая ($\tau_{\text{сн2}}$) и медленная ($\tau_{\text{д}}$) стадия расширения искрового канала с переходом его в квазистационарную дугу.

Незначительная авто- и фотоэлектронная эмиссия с поверхности катода на этой стадии тлеющего разряда, ограничивая проводимость промежутка, приводит к тлеющему свечению с некоторой установившейся квазистационарной проводимостью. В результате бомбардировки катода атомами и ионами, а также взрыва микронеоднородностей в сильных электрических полях наблюдается образование локального участка повышенной температуры, который приводит к обильной термоэмиссии электронов [17].

В таблице даны зависимости временных характеристик (в нс), соответствующих пробое гелия (см. рис. 3), от напряжённости магнитного поля H (в кЭ) при давлении $p = 1500$ мм рт. ст., межэлектродном расстоянии $d = 0,4$ см для различных перенапряжений W .

Зависимости временных характеристик, нс, соответствующих пробое гелия (см. рис. 3), от напряжённости магнитного поля H при давлении $p = 1500$ мм рт. ст., межэлектродном расстоянии $d = 0,4$ см для различных перенапряжений W

| H , кЭ | $W = 30\%$ | | | | | $W = 50\%$ | | | | | $W = 80\%$ | | | | |
|----------|-------------------|---------------------|--------------------|---------------------|-------------------|-------------------|---------------------|--------------------|---------------------|-------------------|-------------------|---------------------|--------------------|---------------------|-------------------|
| | $\tau_{\text{ф}}$ | $\tau_{\text{сн1}}$ | $\tau_{\text{ст}}$ | $\tau_{\text{сн2}}$ | $\tau_{\text{д}}$ | $\tau_{\text{ф}}$ | $\tau_{\text{сн1}}$ | $\tau_{\text{ст}}$ | $\tau_{\text{сн2}}$ | $\tau_{\text{д}}$ | $\tau_{\text{ф}}$ | $\tau_{\text{сн1}}$ | $\tau_{\text{ст}}$ | $\tau_{\text{сн2}}$ | $\tau_{\text{д}}$ |
| 0 | 120 | 122 | 264 | 168 | 312 | 96 | 96 | 132 | 120 | 330 | 48 | 96 | 158 | 144 | 344 |
| 90 | 100 | 112 | 314 | 143 | 440 | 78 | 78 | 233 | 105 | 438 | 37 | 59 | 188 | 117 | 321 |
| 180 | 86 | 75 | 298 | 101 | 473 | 60 | 60 | 240 | 80 | 430 | 20 | 48 | 185 | 96 | 410 |

Анализ экспериментальных результатов при пробое гелия показывает, что:

- ступени напряжения соответствует тлеющее свечение;
- магнитные поля увеличивают длительность ступени напряжения при импульсном пробое гелия до перенапряжения 80%, образуется ступень, соответствующая формированию катодного пятна;
- ограничение радиальной диффузии электронов, скорости расширения диффузного свечения магнитным полем на стадии тлеющего разряда таково, что площадь сечения разряда уменьшается быстрее, чем растёт плотность тока. Это приводит к относительной стабилизации напряжения ступени;

— за счёт уменьшения рассеяния энергии магнитные поля приводят к повышению напряжения горения квазистационарной дуги.

Для квазистационарной проводимости на стадии тлеющего разряда можно записать $dn_e/dt \approx 0$, т.е. концентрация электронов $n_e \approx \text{const}$, тогда плотность электронного тока имеет вид

$$j_e = e \left(v_{др} n_e - D_r \frac{dn_e}{dr} \right), \quad (1)$$

где D_r — коэффициент радиальной диффузии; $v_{др}$ — дрейфовая скорость электронов.

Так как радиальная диффузия электронов в магнитных полях уменьшается, растёт концентрация электронов n_e и, следовательно, должна расти и плотность тока j_e [18].

Мощность и энергия, выделяемая в разряде, представлены соотношениями

$$P = I^2 R; E = \int_0^t P dt = \int_0^t IU dt, \quad (2)$$

где I, U, R — ток, напряжение и сопротивление разрядного промежутка соответственно.

По сфазированным осциллограммам тока и напряжения определялись мощность и энергия, выделяемая в разрядном промежутке.

Из графика на рис. 4 мгновенных значений мощности, выделяемой в разряде при различных значениях напряжённости внешнего продольного магнитного поля, видно, что значительная часть всей энергии, выделяемой в разрядном промежутке, приходится на интервал времени от 300 до 500 нс, что в процентном отношении составляет примерно 35—40% от всей выделяемой энергии в разряде, т.е. выделение энергии в этом случае носит взрывной характер.

Мощность, вводимая в разряд, зависит от прикладываемого напряжения и параметров цепи. При определении мощности напряжение на промежутке считалось равным прикладываемому, так как резкий спад напряжения начинается с формирования катодного пятна.

Уравнение баланса энергии на этой стадии имеет вид

$$jE = \varepsilon_i \frac{dn_e}{dt} + \frac{d}{dt} (n_e \bar{\varepsilon}_e) + n_e \delta v_{ed} \bar{\varepsilon}_e, \quad (3)$$

где ε_i — энергия ионизации газа. Первый член в правой части характеризует энергию, идущую на ионизацию газа, второй — на изменение энергии электронного компонента и последняя составляющая — доля энергии, передаваемая нейтральному газу в условиях преобладания упругих соударений. При составлении уравнения (3) не учтены доля энергии ионов и энергия, набираемая ионами в поле, а также энергия, идущая на излучение, поскольку эти составляющие очень малы. Оценка вклада составляющих первую часть уравнения (3) показывает, что последняя составляющая гораздо меньше, чем сумма двух первых, таким образом

$$jE \sim (\varepsilon_i + \bar{\varepsilon}_e) \frac{dn_e}{dt}.$$

Тогда по известной энергии, введённой в разряд, можно оценить концентрацию электронов. Свечение на аноде появляется после того, как в промежутке рассеиваются $\sim 10^{-5}$ Дж энергии, этому моменту соответствует концентрация электронов, равная

$$n_e \approx \frac{1}{(\varepsilon_i + \bar{\varepsilon}_e)} \int_0^t jE dt \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}.$$

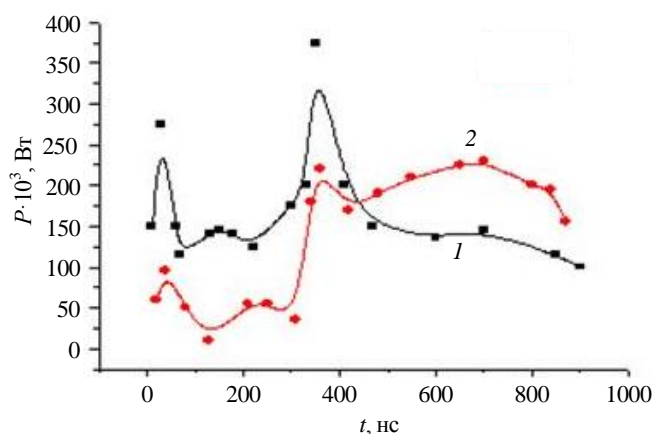


Рис. 4. Зависимость мощности, выделяемой при пробое Ag, от времени при $d = 0,4$ см, $p = 2280$ мм рт. ст.: $H = 250$ (1), 0 кЭ (2)

Это значение соответствует концентрации, полученной по плотности тока в момент появления свечения на аноде.

С появлением свечения, распространяющегося с анода, мощность, выделяемая в промежутке, увеличивается. Удельный энерговклад P_y на этой стадии составляет $\sim 10^{-3}—10^{-2}$ Дж/см³.

Образование яркого катодного пятна приводит к быстрому росту тока и спаду напряжения. Соответственно увеличивается мощность, вводимая в разряд. В течение первых 60—80 нс мощность резко возрастает до максимального значения и в дальнейшем изменяется с периодом колебания тока и напряжения в цепи (рис. 5).

Максимальное значение мощности соответствует фазе прорастания и быстрого расширения канала. Следует отметить, что на стадии большого тока скорость энерговклада существенно зависит от параметров цепи: индуктивности и разрядной ёмкости [13].

Действительно, наличие индуктивности в разрядной цепи приводит на стадии быстрого роста тока к перераспределению напряжения в цепи. Мощность, рассеиваемая в промежутке, равна

$$P(t) = I(t) \left[U_{пр} - L \frac{dI(t)}{dt} \right]. \quad (4)$$

Если величина $L \frac{dI(t)}{dt}$ сравнима с $U_{пр}$, то ин-

дуктивность будет ограничивать рост тока и энерговклад. На начальных стадиях, когда $L \frac{dI(t)}{dt} \ll R(t)I$,

энерговклад определяется процессами в промежутке, когда же $L \frac{dI(t)}{dt} \geq R(t)I$, энерго-

вклад сильно зависит от индуктивности. Так, например, через 10 нс после начала резкого спада напряжения

$dI(t)/dt \sim 10^9$ А/с, $R \sim 200$ Ом, $I = 40$ А, $L \frac{dI(t)}{dt} \sim 10^3$ В $\ll R_p I = 8 \cdot 10^3$ В, а через 100 нс $L \frac{dI(t)}{dt} = 4,5 \cdot 10^3$ В,

$R(t)I = 4,2 \cdot 10^3$ В, т.е. $L \frac{dI(t)}{dt} \cong R(t)I$.

С определённого момента продольное магнитное поле приводит к увеличению мощности, выделяемой в разряде. Это объясняет зависимость скорости энерговклада от параметров внешней цепи.

Если сопротивление искрового канала в магнитном поле больше, то влияние индуктивности должно быть меньше. За счёт выполнения условия

$R(t)I \gg L \frac{dI(t)}{dt}$ и большого сопротивления ка-

нала на начальных этапах формирования и расширения канала скорость энерговклада в магнитном поле меньше. Также увеличивается и удельная мощность [19] в продольном магнитном поле, вводимая в искровой канал (рис. 6). Если в формирующемся канале большая часть энергии идёт на ионизацию газа и расширение канала, то на последующих стадиях практически вся вкладываемая энергия идёт на излучение. Очевидно, что точка перегиба на кривой $P_y(t)$ определяет грани-

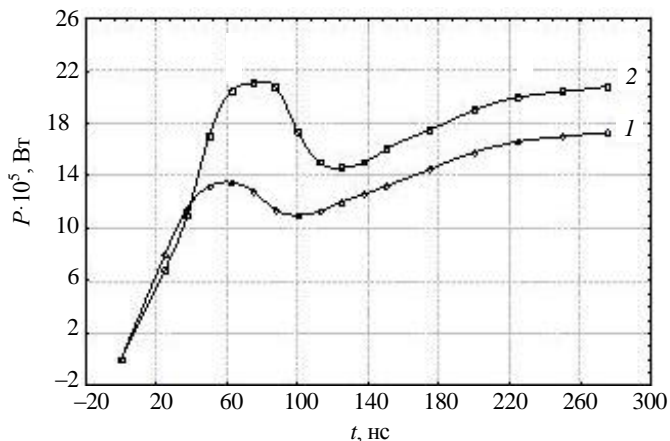


Рис. 5. Скорость энерговклада в разряд: Аг, $E/p = 10$ В/(см·торр); $H = 0$ (1), 200 кЭ (2)

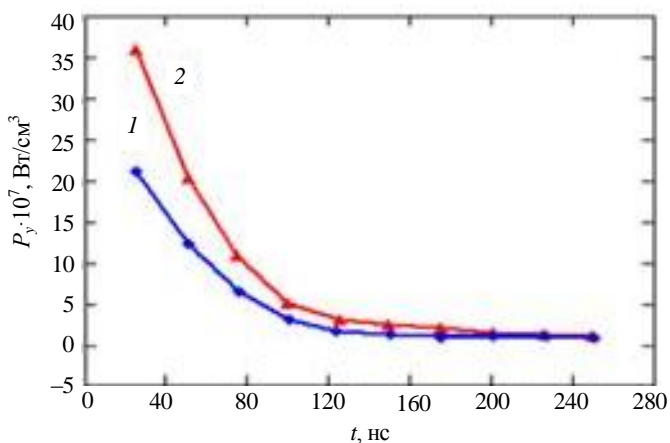


Рис. 6. Удельная мощность, вводимая в разряд (Аг, $E/p = 10$ В/(см·торр): $H = 0$ (1), 200 кЭ (2)

цу этих режимов энерговыклада. По этой причине точка перегиба на кривой удельной мощности может быть определена как переход к квазистационарной дуге, хотя с точки зрения динамики канала при высоких перенапряжениях этого сказать нельзя.

Температуру электронов определяли соотношением, связанным с проводимостью:

$$T_e \sim 1,4 \cdot 10^3 \sigma^{2/3} \text{ К.} \quad (5)$$

Время передачи энергии от электронов к ионам равно $\tau_{ei}^* \sim (\delta v_{ei})^{-1}$, где $v_{ei} = n_e \frac{\pi e^4 \ln \Lambda \bar{v}}{(kT_e)^2}$ — частота

упругого соударения электрона с ионами, $\delta = \frac{2m}{M_i}$ (M_i — масса иона). При концентрации заряженных

частиц $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и температуре электронов $T_e \approx 3 \text{ эВ}$ частота электрон-ионных соударений $v_{ei} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$,

время передачи энергии $\tau_{ei}^* \sim \left[\frac{2m}{M_i} v_{ei} \right]^{-1} \sim 10^{-8} \text{ с}$. Таким образом, приведённые оценки показывают, что в

искровом канале ($n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) через $\sim 10^{-8} \text{ с}$ происходит выравнивание температур электронов и ионов, т.е. $T_e \sim T_i$. Плазма характеризуется единой температурой, определяемой выражением (5). Электронная температура достигает максимума к концу объёмного разряда $T_e \sim 40\,000 \text{ К}$ и затем уменьшается по мере расширения канала, достигая в стадии квазистационарной дуги значения $T_e \sim 30\,000 \text{ К}$.

В момент установления максимальной проводимости температура оказалась равной $26\,000 \text{ К}$. В магнитном поле при $H = 180 \text{ кЭ}$ $T = 30\,000 \text{ К}$.

Определим отношение $\frac{H_{cp}}{H_0}$, которое характеризует проникновение поля в плазму канала:

$$\frac{H_{cp}}{H_0} = \left[1 - \frac{8\pi}{H_0} k\rho_0 (v^2 - v_H^2) \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Здесь v_H — скорость расширения при наличии магнитного поля; H_0 — магнитное поле на границе канала; H_{cp} — среднее значение поля в плазме канала. Используя экспериментальные данные v и v_H , оп-

ределим отношение $\frac{H_{cp}}{H_0}$ при $W = 25\%$. Скорость расширения в отсутствие магнитного поля на началь-

ном этапе расширения поля равна $2,3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ и при $H = 140 \text{ кЭ}$ $v_H = 1,15 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. Подставив в (6)

$\rho_0 = 31,8 \cdot 10^{-3}$, получим $\frac{H_{cp}}{H_0} \sim 0,97$, т.е. $H_{cp} \sim H_0$ [19].

Это указывает на быстрое проникновение поля в плазму расширяющегося канала. Для сравнения,

отношение $\frac{H_{cp}}{H_0} \sim 0,4—0,5$ для расширяющейся плазмы катодного пятна ($v \sim 10^6 \text{ см/с}$). Таким образом,

степень проникновения магнитного поля в плазму определяется не только проводимостью плазмы, но и

скоростью поперечного расширения. Чем больше отношение $\frac{H_{cp}}{H_0}$, т.е. чем больше градиент магнитного

поля на границе плазмы, тем сильнее влияние поля на скорость поперечного переноса плазмы. Скорость

расширения определяется скоростью ввода энергии в канал. Увеличивая скорость ввода энергии, можно

увеличить отношение $\frac{H_{cp}}{H_0}$, соответственно увеличатся удельная мощность, проводимость и температу-

ра плазмы.

ВЫВОДЫ

В формирующемся искровом канале в He наблюдается ступенчатость провала напряжения, которая связана с образованием катодного пятна и дрейфом электронного пучка через плазму стримеров. Плазма искрового канала характеризуется $T \sim 30\,000 \text{ К}$.

Быстрое изменение сопротивления разрядного канала приводит к сильной зависимости тока и напряжения на промежутке от параметров цепи, в частности, от индуктивности и зарядной ёмкости.

Скорость энерговыклада в магнитном поле меньше на начальных этапах формирования и расширения канала.

Продольное магнитное поле приводит к увеличению плотности тока канала, проводимости плазмы и удельного энерговыклада в разряд.

В магнитном поле проводимость увеличивается с ростом величины поля и в дальнейшем практически не меняется.

Скорость расширения канала определяется скоростью ввода энергии в этот канал. Увеличивая скорость ввода энергии, можно увеличить удельную мощность, проводимость и температуру плазмы.

Характерное время установления единой температуры и равновесной ионизации в плазме искрового канала составляет $\sim 10^{-8}$ с. Плазма канала характеризуется почти 100%-ной ионизацией.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части госзадания Минобрнауки РФ на проведение НИР.

REFERENCES

1. **Omarov O.A., Rukhadze A.A., Shikhaev A.Sh.** Plasma mechanism of gases breakdown in a strong longitudinal magnetic fields. — ZhTF (JTPH), 1981, vol. 52, p. 255 (in Russian).
2. **Omarov O.A., Omarova N.O., Omarova P.Kh., Ramazanova A.A., Al'-Khareti F.M.A., Khachalov M.B.** Plasma spectroscopy of the gases spark breakdown in strong magnetic fields. — Inzhenernaya fizika (Engineering physics), 2013, № 5, pp. 50—58 (in Russian).
3. **Marshak I.S.** Electrical breakdown of gas at pressures close to atmospheric. — UFN (APhS), 1960, vol. 71, issue 8, pp 631—675 (in Russian).
4. **Dolgov G.G., Mandel'shtam S.L.** The density and temperature of the gas in the spark discharge. — ZhTF (JTPH), 1951, vol. 21, pp. 691—703 (in Russian).
5. **Divrov S., Kobilarov R.** Temperature measurement of the arc phase of a spark in air. — I. Phys. D: Appl. Phys., 1986, vol. 19, № 6, pp. 1041—1046.
6. **Andreev S.I., Leonov S.N., Liukonen S.A.** The temperature distribution in the channel of high-current pulsed discharge in the air. — ZhTF (JTPH), 1976, vol. 46, pp. 981—987 (in Russian).
7. **Omarov O.A., El'darov Sh.Sh., Gadzhiev A.M.** Photometric characteristics of a discharge plasma channel in a longitudinal magnetic field. — In coll.: XL International Zvenigorod conference on plasma physics and CNF. Abstracts. Zvenigorod, 2013, p. 145 (in Russian).
8. **Omarov O.A., Khachalov M.B.** Spectral characteristics of spark channel in a longitudinal magnetic field. — Dep. in VINITI (All-Russian Institute for Scientific and Technical Information of Russian Academy of Sciences). 06.03.89. № 1484, issue 89, p. 10 (in Russian).
9. **Omarov O.A., Omarova N.O., Omarova P.Kh., Ramazanova A.A., Khachalov M.B.** Effect of magnetic field on spectral characteristics of spark discharge. — In coll.: Materials of VII All-Russian conference on physical electronics. Makhachkala, 2012, pp. 130—140 (in Russian).
10. **Khachalov M.B., Akhmedova Kh.G.** The role of explosive processes in the discharge formation in argon. — Teplofizika vysokikh temperatur (Thermal physics of high temperatures), 2007, vol. 45, № 4, pp 632—634 (in Russian).
11. **Al'-Khareti F.M.A., Omarov O.A., Omarova N.O., Omarova P.Kh., Ramazanova A.A., Khachalov M.B.** Spectral characteristics of spark discharge in magnetic field. — In coll.: XL International Zvenigorod conference on plasma physics and CNF. Abstracts. Zvenigorod, 2013, p. 233 (in Russian).
12. **Omarov O.A.** Electrical breakdown of the high pressure gases in strong magnetic fields. Doctor dissertation. Moscow. Joint Institute for High Temperatures of RAS. 1983 (in Russian).
13. **Al'-Khareti F.M.A., Omarov O.A., Omarova N.O., Omarova P.Kh.** Initial stages formation of the spark discharge development in argon in an external magnetic field. — Vestnik DGU (Herald of the DSU), 2013, issue № 6, pp. 47—55 (in Russian).

14. **Omarov O.A., Rukhadze A.A.** About plasma mechanism for the development of the gases breakdown initial stages. — ZhTF (JTPH), 2011, vol. 81, issue 7, pp. 43—48 (in Russian).
15. **Omarov O.A., Khachalov M.B., Taymaskhanov A.S., Efendiev A.Z.** To the problem of the spark channel formation. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1978, vol. 4, issue 2, pp. 338—346 (in Russian).
16. **Omarov O.A., Rukhadze A.A.** Plasma mechanism for the development of the high pressure gases breakdown initial stages. — Prikladnaya fizika (Applied physics), 2010, issue № 6, pp. 22—34 (in Russian).
17. **Tarassenko V.F.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2011, vol. 37, № 5, pp. 444—457 (in Russian).
18. **Sorokin D.A., Lomaev L.I., Krivonogova K.Yu.** Concentration and electrons temperature in the diffuse discharge plasma, formed at high overstresses in dense gases. — Izvestiya TPU (Proceedings of TPU), 2010, vol. 316, № 2 (in Russian).
19. **Omarov O.A., Khachalov M.B., Kurbanismailov V.S., Omarova N.O.** Structure and mechanisms of various forms formation of pulsed discharge in high pressure gases. Monograph. — Makhachkala: IPTs DGU i INPO URAO (Dagestan State University and Insitute of National Problems in Education of Russian Academy of Education), 2013. 226 p. (in Russian).

AUTHORS

Al-Harethi F.M.A. Dagestan State University, Dzerzhinskogo ul. 12a, 367000 Makhachkala, Dagestan, Russia; Fawaz_moh@yahoo.com.

Omarov O.A. Dagestan State University, Dzerzhinskogo ul. 12a, 367000 Makhachkala, Dagestan, Russia; inporao@mail.ru.

Omarova N.O. Dagestan State University, Dzerzhinskogo ul. 12a, 367000 Makhachkala, Dagestan, Russia; n.omarova@yandex.ru.

Omarova P.H. Dagestan State University, Dzerzhinskogo ul. 12a, 367000 Makhachkala, Dagestan, Russia; omarova-patimat@lenta.ru.

Received 25 November 2014
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2015, vol. 38, issue 1, pp. 88—96.