

УДК 537.521

Особенности формирования и развития начальных стадий импульсного пробоя в аргоне

В. С. Курбанисмаилов, О. А. Омаров, Г. Б. Рагимханов, М. Х. Гаджиев,
М. Г. Баирханова, А. Дж. Катаа

Представлены экспериментальные результаты формирования и развития начальных стадий импульсного пробоя в аргоне атмосферного давления при таунсендовском и стримерном механизмах пробоя для различных начальных условий. Показано, что стримерный канал инициируется ярким свечением, появляющимся в точке критического усиления лавины на различных расстояниях от катода в зависимости от перенапряжения. Экспериментально измерены предпробойные токи для таунсендовского и стримерного механизмов пробоя и изучены особенности формирования искрового канала для этих механизмов.

PACS: 52.25.-b

Ключевые слова: пробой, эксперимент, лавина, стример, катод.

Введение

Развитие разряда в отсутствие предварительной ионизации может идти согласно двум извест-

ным механизмам: таунсендовскому или стримерному в зависимости от прикладываемого поля (коэффициента перенапряжения). Границу по напряжению, выше которой пробой развивается по стримерному механизму, можно определить из времени формирования разряда. Таунсендовский механизм имеет место, когда время формирования разряда меньше или равно времени пролета электроном разрядного промежутка (в том случае, когда инициирующий электрон появляется у катода).

Несмотря на вековую историю исследования и многочисленные работы и монографии, посвященные изучению начальных стадий импульсного пробоя [1—13], в научной литературе отсутствует единый механизм пробоя, позволяющий описать все его стадии.

Курбанисмаилов Вали Сулейманович, д-р физ.-мат. наук, профессор, декан.
Омаров Омар Алиевич, зав. кафедрой, д-р физ.-мат. наук, профессор, академик РАО.
Рагимханов Гаджимирза Балагланович, канд. физ.-мат. наук, старший преподаватель.
Гаджиев Махач Хайрудинович, канд. физ.-мат. наук, старший преподаватель.
Баирханова Мальвина Газибеговна, аспирантка.
Катаа Али Дж., аспирант кафедры физической электроники. Дагестанский государственный университет.
Россия, 367025, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43А.
Тел.: (8-872-2) 67-68-90, (8-872-2) 66-14-68, (8-872-2) 68-41-78.
E-mail: Vali_60@mail.ru; dgu@datacom.ru; makhach@mail.ru

Статья поступила в редакцию 8 декабря 2009 г.

Результаты исследований и их обсуждение

Производилось измерение времени формирования на запоминающем осциллографе С8-14, находилось среднее значение τ_f и определялось квадратичное отклонение.

Время формирования разрядов в аргоне представлено на рис. 1. Там же для сравнения показано время пролета электроном промежутка. В аргоне при напряжениях, больших 7600 В, время пролета меньше, чем время формирования. Следовательно, при $U_0 > 7600$ В в формировании разряда процессы на катоде участия не принимают. Действительно, измеренные времена формирования разряда для электродов из различных материалов (Al, Fe, Cu), начиная с $E_0 \geq 7600$ В/см, в аргоне, одинаковы.

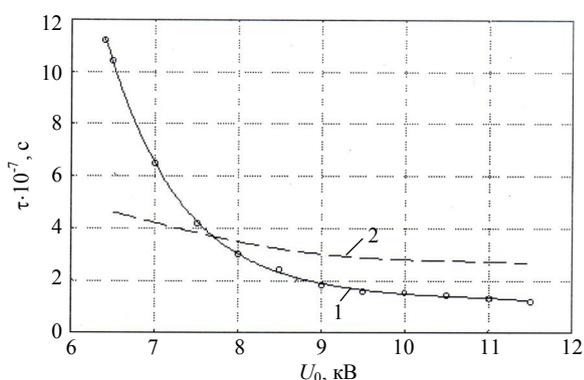


Рис. 1. Время:

- 1 — формирования разряда в аргоне ($d = 1$ см, $p = 760$ Торр);
- 2 — пролета электроном разрядного промежутка

Исследование развития тока на предпробойной стадии позволяет проследить за развитием ионизации в промежутке, а при известной геометрии разряда оценить концентрацию заряженных частиц, определить удельный энерговклад. Методы регистрации предпробойных токов должны обеспечивать высокое временное разрешение, шунты для измерения должны иметь малую индуктивность. Кроме того, измерительная аппаратура должна иметь очень высокую чувствительность. Учитывая эти требования, предпробойные токи измерялись малоиндуктивными омическими шунтами в сочетании с осциллографом С1-75, усилитель которого имеет полосу пропускания по частотам 250 МГц [1].

Данная методика позволяет регистрировать токи, начиная с 10^{-3} А с временным разрешением, равным 5 нс. Синхронизацию импульса тока с импульсом напряжения проводили по выбросу тока зарядки межэлектродной емкости, соответствующего переднему фронту импульса напряжения.

Осциллограммы предпробойных токов при двух значениях пробойного напряжения в отсутствие предварительной ионизации представлены на рис. 2.

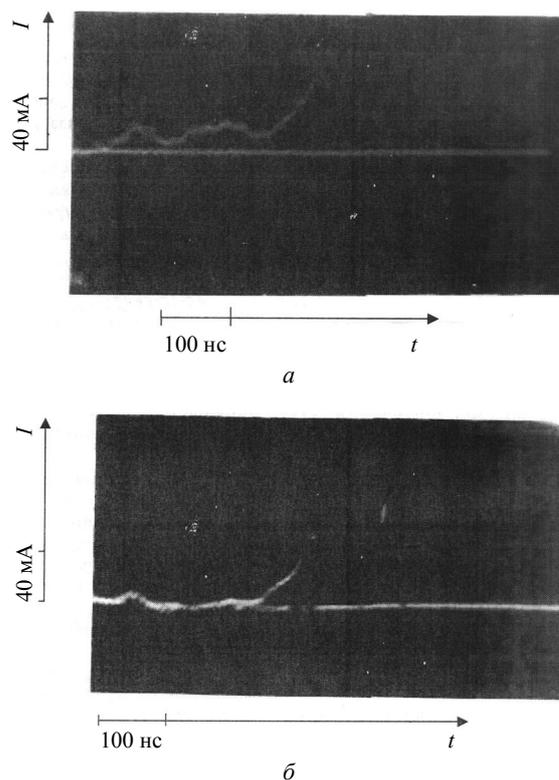


Рис. 2. Осциллограммы предпробойных токов ($p = 760$ Торр, $d = 1$ см):

- а — $U_0 = 7,4$ кВ $< U_{cr} = 7,6$ кВ — таунсендовский разряд;
- б — $U_0 = 9,6$ кВ — стримерный разряд

При $U_0 = 7,4$ кВ регистрируемый ток появляется через 200 нс после подачи импульса напряжения, через 60—70 нс достигает значения 15 мА. В течение первых 200 нс ток возрастает очень медленно, в последующие 60—70 нс — со скоростью $4 \cdot 10^6$ А/с, затем скорость роста тока резко возрастает. По времени начало роста тока соответствует появлению свечения у анода, а переход к более резкому росту — формированию катодного пятна.

Длительность малого тока (очевидно, эта стадия соответствует генерации лавин) существенно зависит от прикладываемого поля. При $U_0 = 7$ кВ ($E_0/p = 9,21$ В/(см·Торр)) длительность составляет $\tau = 420$ нс, а при $U_0 = 7,4$ кВ ($E_0/p = 9,74$ В/(см·Торр)) — $\tau = 200$ нс. Средняя плотность тока на этой стадии соответствует значению $5 \cdot 10^{-2}$ А/см² (диаметр электродов $D = 4$ см).

С учетом того, что скорость дрейфа электронов является однозначной функцией отношения напряженности электрического поля к давлению, например для аргона, определяется выражением [2]:

$$v_d = 10^6 + 2 \cdot 10^5 (E_0/p),$$

для $E_0/p = 10$ В/(см·Торр), $v_d = 3 \cdot 10^6$ см/с можно оценить плотность тока электронов на этой стадии

$$n_e \approx J_{sr} / e v_d = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^6} \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}.$$

В условиях преобладания упругих соударений электронов с атомами средняя энергия электронов устанавливается за время $\tau_{ea} \sim (\delta v_{ea})^{-1}$, где $\delta = 2m/M = 2,76 \cdot 10^{-5}$ — доля энергии, передаваемая электроном при упругом соударении с атомом аргона, а частота электрон-атомных столкновений $\nu_{an} = n_a s_{ea}(\bar{v}) \cdot \bar{v}_1$, где $n_a = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — число Ломмидта; $s_{ea}(\bar{v})$ — сечение упругого взаимодействия; \bar{v} — средняя скорость электронов.

Определим среднюю энергию и среднюю скорость электронов. При характерных энергиях электронов $\varepsilon_e = 1\text{—}10$ эВ сечение упругого соударения электрона с атомами аргона можно представить в виде

$$S_{ea}(\bar{v}) = k\bar{v},$$

где $k = 2,28 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$.

Сферически симметричная часть функции распределения электронов при высоких напряженностях электрического поля равна

$$f_0 = \text{const} \cdot \exp \left[-\frac{3m^3 v^{2n+2} c^2}{2(n+1)Me^2 E^2} \right],$$

где n и c определяются уравнением $v_{en} = cv^{-n}$.

Отсюда находим среднюю энергию электрона

$$\varepsilon_e = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} \left[\frac{2Me^2 E^2 (n+1)}{3m^2 c^2} \right]^{\frac{1}{n+1}} \frac{\Gamma[5/(2n+1)]}{\Gamma[3/(2n+1)]},$$

где Γ — гамма-функция Эйлера.

При $S_{ea} = kv$, т. е. $n = 2$; $\bar{\varepsilon}_e = 5 \text{ эВ}$, средняя скорость электронов $\bar{v} = 1,26 \cdot 10^8 \text{ см/с}$. Для частоты упругих соударений имеем

$$\nu_{ea}(\bar{v}) = n_a \cdot S_{ea}(\bar{v}) \cdot \bar{v} \approx 4,7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}.$$

Значение времени установления средней энергии $\tau^* \sim (\delta \nu_{ea})^{-1} \sim 10^{-8} \text{ с}$ намного меньше длительности характерных стадий разряда.

Рассмотрим подробно результаты пространственно-временных картин формирования начальных стадий стримерного разряда в аргоне, полученных с помощью фотоэлектронного регистратора типа ФЭР-2.

После перекрытия промежутка стримером наблюдаются ионизационные фронты, распространяющиеся с электродов навстречу друг другу (рис. 3, б).

Покадровая съемка с помощью электронно-оптического преобразователя ФЭР-2 позволяла проследить развитие свечения, начиная с концентрации $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. После замыкания ионизационными фронтами промежутка появляются яркое

свечение в середине промежутка и катодные пятна слабой интенсивности (см. рис. 3, а, поз. 1—4). Свечение возникает всегда в расчетной точке перехода лавины в стример x_{cr} . Появление яркого свечения и катодных пятен соответствует началу резкого роста тока. Плотность тока в момент перекрытия фронтом промежутка составляет $\sim 10^2 \text{ А/см}^2$. Переход к резкому росту тока начинается со значения 40—50 мА. К моменту появления катодных пятен плотность тока достигает значения $\sim 10^3 \text{ А/см}^2$ при полном токе $\sim 1 \text{ А}$.

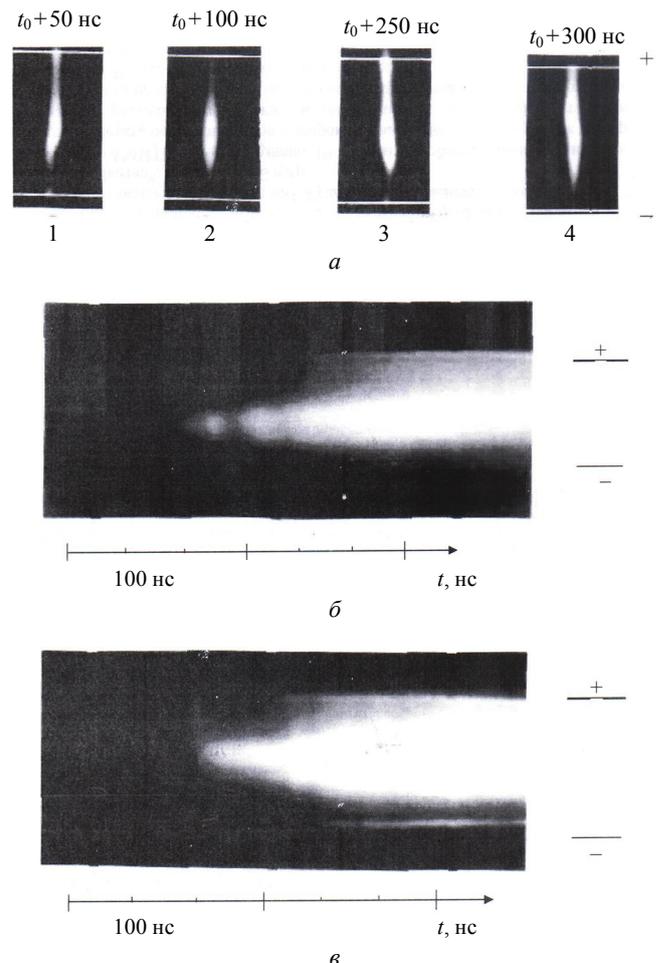


Рис. 3. Фотографии свечения в промежутке ($E_0/p = 14 \text{ В/(см·Торр)}$):

а — свечение в различные моменты времени; б, в — фотографии непрерывной щелевой развертки

Относительно невысокая яркость (относительно свечения в точке перехода лавины в стример) катодных пятен указывает на малое значение прикатодного падения, что объясняется низкой проводимостью стримерных каналов.

С ростом тока разряда яркое свечение со скоростью $(3\text{—}5) \cdot 10^6 \text{ см/с}$ распространяется к электродам. Пространство между ярким свечением и электродами заполняется диффузным свечением, где концентрация электронов составляет значение $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, искровой канал инициируется при стримерном механизме пробоя ярким свечением, появляющимся в точке критического усиления лавины. Замыкание разрядного промежутка стримерным каналом не приводит к спаду напряжения на промежутке. Это следует и из простых оценок сопротивления стримерного канала, например при концентрации электронов $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и диаметре канала в 0,1 мм его сопротивление составляет

$$R_e \approx \frac{mv_{ea}d}{\pi r^2 e^2 n_e} \sim 10^5 - 10^6 \text{ Ом.}$$

Модель трансформации одиночного стримерного канала, справедливая для молекулярных газов, предполагает нарастание проводимости плазмы по всей длине стримера, соответственно, однородная по длине интенсивность свечения. В аргоне же атмосферного давления наблюдается яркое свечение на расстоянии x_{cr} от катода, которое относительно небольшой скоростью распространяется к электродам.

С появлением яркого свечения в точке перехода лавины в стимер резко возрастает энерговыделение в этой точке, вследствие чего происходит взрывообразное расширение этой области. Чтобы обеспечить экспериментально наблюдаемую плотность тока, это свечение должно замыкаться на электроды не менее десятками стримерных каналов (рис. 4).

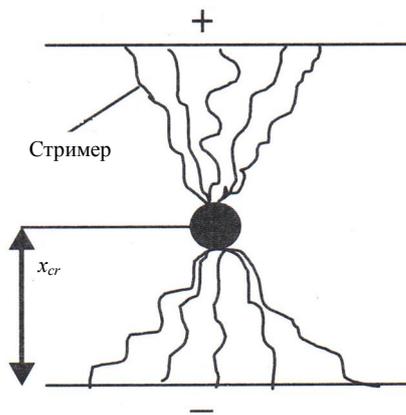


Рис. 4. Схема стримеров в аргоне

Таким образом, в одиночном стримерном канале в аргоне рост проводимости по сравнению с молекулярными газами, в частности с азотом и воздухом, ограничен. В этом случае напряженность поля на головке критической лавины сохраняется высокой, и возможно параллельное распространение множества стримеров.

Такое развитие объясняется структурой атома аргона и более слабой зависимостью коэффициента ударной ионизации от напряженности

поля. Действительно, для коэффициента ударной ионизации в аргоне принята аппроксимация [3]:

$$\alpha = P A \exp(-B / \sqrt{E_0 / p}), \quad (1)$$

где $A = 33 (\text{см} \cdot \text{Торр})^{-1}$, $B = 22,7 (\text{В}/(\text{см} \cdot \text{Торр}))^{1/2}$, а у азота и воздуха

$$\alpha = A_1 P e^{\frac{B}{E_0 / p}},$$

т. е. зависимость α от отношения E_0/p более сильная.

Естественно, в таких условиях нарастание проводимости в этих газах будет идти с разными скоростями. При соизмеримой средней энергии электронов в аргоне степень ионизации будет ниже, чем в азоте.

При подходе стримерного канала к электроду инициируется фронт ионизации, распространяющийся от электрода по стримерному каналу, время распространения 10—30 нс. За это время концентрация в точке критического усиления лавины возрастает и, соответственно, возрастает энерговыклад.

Основным каналом передачи энергии тяжелой компоненте плазмы при низких плотностях $n_e < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ является передача энергии поля электронами при соударении с атомами. Время передачи в этом случае составляет по порядку величин $\tau_{ea} \sim (\delta v_{ea})^{-1} \sim 10^{-7} \text{ с}$.

При достаточно высоких концентрациях определяющую роль начинают играть соударение электронов с ионами, и при концентрациях 10^{17} см^{-3} частота электрон-ионных соударений значительно превосходит частоту электрон-атомных соударений [14, 15]

$$v_{ia} \ll v_{ei} = n_e \pi e^4 \cdot \bar{v} \cdot \ln \lambda / \bar{\epsilon}_e^2, \quad (2)$$

где $\ln \lambda$ — кулоновский логарифм.

Из (2) оценим значение концентрации, при которой $v_{ea} \sim v_{ei}$ ($T_e \sim 5-6 \text{ эВ}$),

$$n_e \sim n_a S_{ea} \epsilon_e^{-2} / \pi e^4 \ln \lambda \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

Для $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ $v_{ei} \geq 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Тогда для передачи энергии от электронов к ионам $\tau_{ei} \sim (\delta v_{ei})^{-1}$, а характерное время передачи энергии от ионов к атомам $\tau_{ia} \sim (n_a S_{ia} v_i)^{-1} \sim 10^{-9}$, т. е. $\tau_{ia} \ll \tau_{ei}$. Таким образом, время выравнивания температуры электронов, ионов и атомов при $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ составляет $\sim 10^{-8} \text{ с}$.

Быстрый нагрев ионов и атомов приводит к резкому увеличению газодинамического давления и расширению плазменной области, вместе с тем

происходят термическая ионизация атомов и увеличение концентрации заряженных частиц.

Интенсивность свечения катодных пятен при стримерном пробое незначительно превышает интенсивность свечения диффузного канала, соединяющее яркое свечение с электродами. Следовательно, плотность тока в катодных пятнах при стримерном пробое меньше, чем в катодных пятнах, формируемых в объемных и таунсендовских разрядах.

Это является еще одним доказательством образования множества параллельных стримерных каналов и катодных пятен, и по этой причине средняя плотность тока в них оказывается меньше, чем в одиночном катодном пятне в объемном разряде. Формирование однородного искрового канала завершается через 300—500 нс.

Рассмотрим экспериментальные результаты по исследованию развития импульсного разряда в аргоне при наличии предварительной ионизации газа. Ионизация газа в промежутке осуществлялась от источника УФ-излучения, который располагался в том же газе на расстоянии 5—7 см от оси основного промежутка. Расстояние d между алюминиевыми электродами равно 1 см, а диаметр электродов 4 см. Использовались два типа электродов: сферические с радиусом кривизны $R \approx 30$ см и плоские.

Промежуток пробивался подачей импульса напряжения с длительностью переднего фронта ~ 10 нс через 200—300 нс после прекращения его облучения внешним ионизатором. Напряжение пробоя менялось от статического пробойного значения ($U_{st} = 6,8$ кВ) до 20 кВ. Напряжение измерялось с помощью омического делителя напряжения, а ток разряда — малоомным шунтом или поясом Роговского с полосой пропускания 10^6 — 10^8 Гц.

Непрерывная, а также покадровая съемка оптических картин развития пробоя фотографировалась с помощью фотоэлектронного регистратора ФЭР2-1. Синхронизация картин свечения разряда с током или напряжением с точностью 2—3 нс осуществлялась подачей импульса тока (или напряжения) на отклоняющие пластины ЭОП (УМИ-92) синхронно с разверткой свечения разряда. При этом учитывался сдвиг по времени между световым и электрическим сигналами.

На рис. 5 (поз. 1—4) приведены оптические картины развития разряда в аргоне, снятые с предыонизацией.

Так, при создании начальной концентрации электронов в промежутке $n_0 \sim 10^7$ см⁻³ и незначительных перенапряжениях $W \sim 10$ —100 % первое регистрируемое свечение возникает на аноде к началу резкого роста тока (с концентрацией электронов $\sim 10^{12}$ — 10^{13} см⁻³) и распространяется к ка-

туду со скоростью ≈ 2 — $5 \cdot 10^7$ см/с. По мере продвижения фронта свечения к катоду электронная концентрация в нем возрастает и достигает значений $\sim 10^{13}$ — 10^{14} см⁻³. На этой стадии ток разряда 1—10 А. Перекрытие ионизационным фронтом разрядного промежутка (со скоростью, на порядок большей скорости дрейфа электронной лавины в этих условиях) приводит к образованию катодного пятна и искрового канала (см. рис. 5, а, поз. 4).

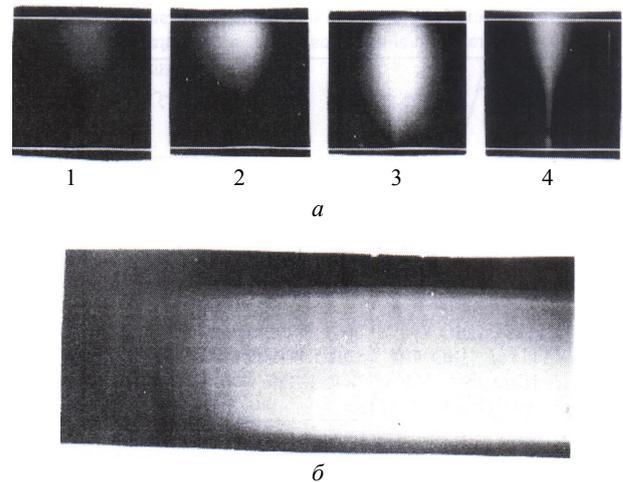


Рис. 5. Пространственно-временные картины формирования искрового канала в аргоне при наличии предыонизации газа в промежутке при $d = 1$ см; $p = 760$ Торр; $U_{st} = 6,8$ кВ: а — анод; б — катод

Пространственно-временные картины показывают, что при слабонеоднородном поле свечение в аргоне привязано к оси электродов и слабонеоднородно по сечению.

Тот факт, что свечение занимает не всю поверхность электродов, объясняется неоднородностью поля в промежутке.

Пусть поле на оси электродов больше однородного значения $E_0 = U_0/d$ на величину ΔE , тогда ионизационный коэффициент на оси будет отличаться на величину

$$\Delta\alpha = \alpha_0 \frac{B}{2\sqrt{E/p}} \cdot \frac{\Delta E}{E_0}. \quad (3)$$

Здесь ионизационный коэффициент в аргоне определяется выражением (1).

Из выражения (3) видно, что неоднородность ионизации увеличивается с уменьшением прикладываемого поля. Форма электродов определяет величину $\Delta E/E_0$, следовательно, и поперечное сечение столба разряда. Неоднородность ионизации по радиусу определяется формой электродов и величиной E_0/p . Следовательно, при исследовании разряда при малых перенапряжениях требования к однородности поля (к форме электродов) более

жесткие, чем при больших E_0/p . При использованной геометрии электродов поле на оси превышает приблизительно на 5 % значение поля на расстоянии 5 мм от оси. Тогда разница в ионизационном коэффициенте при $E_0/p = 10 \text{ В/(см·Торр)}$ составляет

$$\Delta\alpha \approx \alpha(o) - \alpha(r_1) \approx \alpha(r_1) \frac{B}{2\sqrt{E_0/p}} \cdot \frac{\Delta E}{E_0} \approx 6,46 \text{ см}^{-1},$$

$\Delta\alpha/\alpha \approx 0,18$, а при $E_0/p = 20 \text{ В/(см·Торр)}$ — $\Delta\alpha/\alpha \approx 0,13$.

Концентрация в этих областях у анода будет отличаться на величину

$$\Delta n \approx n(o) - n(r_1) \approx n(r_1) \exp(\Delta\alpha d).$$

Увеличение концентрации на оси электродов приводит к увеличению энерговклада и дальнейшему росту концентрации, т. е. такая конфигурация разряда неустойчива. Действительно, пусть концентрация во времени растет по закону

$$n(r) = n_0 e^{\alpha(r)v_d t},$$

тогда

$$\frac{dn}{dr} = n_0 v_d t \frac{d\alpha}{dr} e^{\alpha(r)v_d t} = n(r) v_d t \frac{d\alpha}{dr}.$$

Характерный размер изменения концентрации

$$r_n = (v_d \frac{d\alpha}{dr} t)^{-1} = (v_d t \alpha_0 B \frac{dE}{dr} / 2\sqrt{E_0/p})^{-1}.$$

т. е. со временем характерный размер изменения концентрации уменьшается.

Классическая модель таунсендовского разряда, согласно которой вторичным процессом является эмиссия электронов с катода, не объясняет наблюдаемые малые времена существования стационарной стадии "генерации лавин". Привлечение механизма фотоионизации газа собственным коротковолновым излучением позволяет объяснить стационарное значение тока и длительность этой фазы.

Допустим, что проводимость на этой стадии и его нарастание происходят за счет серии электронных лавин. Для определения продолжительности этого этапа были проведены специальные эксперименты с концентрацией иницирующих частиц $n_{ea} \ll 10^4$. При этом время формирования составляло 8200 нс ($U_0 = 7 \text{ кВ}$), а время дрейфа электронов в зазоре $t_d \approx d/v_d \approx 400 \text{ нс}$. Следовательно, промежуток пересекут две последовательные группы лавин. За время 8200 нс положительные ионы заметно не переместятся. И на осциллограмме тока должны наблюдаться выбросы, соответ-

ствующие этим группам лавин, но этого не наблюдается. Следовательно, фотоионизация собственным излучением в объеме газа играет существенную роль.

Развитие ионизации приведет к накоплению ионов (положительного пространственного заряда у анода). Это в свою очередь ведет к усилению электрического поля у анода. Вблизи анода в усиленном поле возрастает коэффициент ударной ионизации и резко увеличивается плотность плазмы (соответствует началу формирования ионизационного фронта), граница которой с большей скоростью $\sim 10^7 \text{ см/с}$ продвигается к катоду. Плотность тока к моменту перекрытия промежутка составляет $\sim 1 \text{ А/см}^2$, что соответствует концентрации электронов $\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, фронт ионизации стартует при концентрации 10^{12} см^{-3} и перекрывает промежуток при концентрации $\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. По мере распространения скорость волны уменьшается, т. е. волна тормозится (рис. 6).

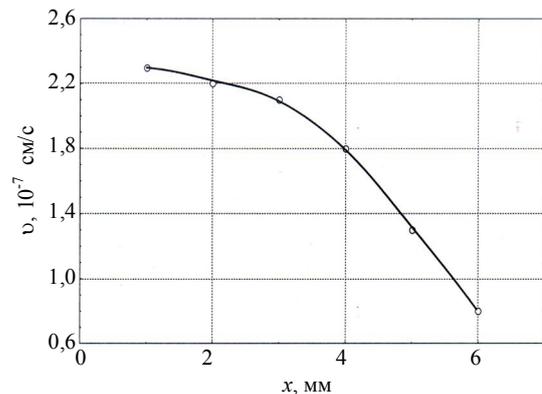


Рис. 6. Зависимость скорости распространения ионизационного фронта в аргоне от расстояния до анода при $E_0/p = 10,53 \text{ В/(см·Торр)}$

Начальная скорость ионизационного фронта сильно зависит от прикладываемого напряжения:

$E_0/p, \text{ В/(см·Торр)}$ — 9,75; 10,53; 15,1; 21,05; 24.

$v_d, 10^{-7} \text{ см/с}$ — 2,1; 2,3; 3,6; 5; 6,1.

При достаточно больших перенапряжениях создаются условия трансформации одиночной электронной лавины в стример. Следовательно, при стримерном пробое время формирования разряда должно быть меньше, чем время пролета промежутка электронами, или расстояние, на котором лавина достигает критической плотности, меньше, чем длина промежутка, т. е. $x_{cr} \leq d$. Это неравенство эквивалентно условию стримерного пробоя [2, 4, 5]

$$\exp(\alpha \cdot d) > N_{cr} \sim 10^8.$$

Из этого условия получим значения критического поля и напряжения, используя для аргона выражение (4)

$$E_{cr} \approx \frac{B^2 \cdot p}{\left[\ln\left(\frac{A \cdot p \cdot d}{18,4}\right) \right]^2};$$

$$U_{cr} \approx \frac{B^2 \cdot p \cdot d}{\left[\ln\left(\frac{A \cdot p \cdot d}{18,4}\right) \right]^2} \approx \frac{515,3 \cdot p \cdot d}{[\ln(1,79 \cdot p \cdot d)]^2}.$$

Критическое напряжение является функцией произведения pd . Для $p = 760$ Торр, $d = 1$ см, $U_{cr} = 7600$ В, т. е. совпадает с измеренным значением. В некоторых случаях, если автоэлектронная эмиссия с катода превышает определенную плотность, стримерный пробой может и не произойти.

Поле критической лавины соизмеримо с внешним полем [4]. Как показано в работе [6], лавина достигает плазменного состояния к моменту перехода в стример. Действительно, при концентрации заряженных частиц $\sim 10^{12}$ см⁻³ для радиуса дебаевского экранирования получим

$$r_D = (kT_e / 8\pi n_e e^2)^{1/2} \sim 10^{-3} \text{ см.}$$

Это значение меньше значения радиуса лавины ($r_l \sim 10^2$ см⁻³).

В аргоне имеет место распространение ионизационных фронтов с анода и катода к точке перехода лавины в стример со скоростью $\sim 10^8$ см/с, т. е. со скоростью, на порядок превышающей скорость ионизационного фронта в таунсендовском разряде.

При вычислении времени формирования в аргоне необходимо учесть интервал времени, в течение которого в результате распространения ионизационных фронтов происходит нарастание проводимости. Так, измеренное время формирования при $E_0/p = 11,8$ В/(см·Торр) составляет 230 нс, а вычисленное – 160 нс. Следовательно, нельзя пренебречь интервалом времени с момента замыкания промежутка стримерами до начала спада напряжения, так как оно составляет около 30 % времени формирования. Резкий рост тока и спад напряжения начинаются с появлением яркого свечения на расстоянии x_{cr} от катода и формированием катодных пятен, тогда для времени формирования получим

$$\tau_f = \ln N_{cr} / \alpha v_d + \tau_n,$$

где τ_n — время нарастания проводимости в результате распространения ионизационных фронтов.

Падение напряжения на промежутке в различных типах разрядов: таунсендовском и стримерном в аргоне в отличие от других газов одинаковое (спад напряжения происходит в одну ступеньку).

Анализ экспериментальных результатов показал, что в рамках модели, описывающей одиночный стример [7—10], не могут быть объяснены следующие факты:

- появление яркого свечения, инициирующего искровой канал, на расстоянии, равном x_{cr} от катода;
- слабая интенсивность свечения катодных пятен;
- несоответствие измеренного значения времени формирования, вычисленному по формуле [2] $\tau_f = \ln N_{cr} / \alpha v_d$;
- высокая плотность тока в области свечения (10^3 А/см²).

Действительно, модель трансформации одиночного стримера в искровой канал предполагает нарастание проводимости плазмы по всей длине стримера, соответственно, однородной по длине интенсивности свечения.

Высокая плотность тока в области яркого свечения свидетельствует о наличии множества параллельных стримеров, соединяющих яркое свечение с электродами. Наличие множества стримеров (последовательности стримеров) можно объяснить и слабую интенсивность свечения катодных пятен.

Значение плотности тока в области яркого свечения на порядок превосходит значение плотности тока в стримерных каналах ($\sim 10^2$ А/см²). Отсюда следует, что это образование замыкается на электроды десятками стримерных каналов (см. рис. 4).

Что касается перехода лавины в стример, было предположено [5], что к моменту перехода единичной лавины в стример достигается плазменное состояние. Условие равенства поля лавины внешнему полю (условие Мика [4]) позволяет связать напряженность внешнего поля E_0 со средней энергией электронов и их плотностью:

$$E_0^2 \approx 4\pi n_{cr} T_e. \quad (4)$$

Оценка значения критической плотности при $E_0 = 10^4$ В/см показывает, что при $T_e \approx 5$ эВ $n_{cr} \sim 10^{12}$ см⁻³. Это значение соответствует условию Леба [7]. Если среднюю энергию электронов представить в виде $T_e = e^2 E_0^2 / m \delta v_{ea}^2$, выражение (4) можно переписать следующим образом

$$n_{cr} = m \delta v_{ea}^2 / 4\pi e^2.$$

Отсюда видно, что величина n_{cr} слабо зависит от рода газа, так как произведение δv_{ea}^2 практически одинаково для различных газов. Таким образом, из плазменной модели вытекает условие Леба ($n_{cr} = 7 \cdot 10^{11}$ см⁻³).

Переход в плазменное состояние происходит вследствие дебаевской экранировки не только в

поперечном поле, но и в продольном направлении. С ростом концентрации электронов поле в плазме будет уменьшаться. В момент замыкания стримером промежутка происходит быстрое перераспределение потенциала по длине канала. Это приводит к формированию ионизационных фронтов и резкому возрастанию плотности электронов. Средняя плотность тока на этой стадии ~ 1 А/см². Такое же значение плотности тока дает и оценка по току смещения

$$j_{sm} = \frac{I_{sm}}{S} = \epsilon_0 U_0 v_{sr} / (d-x)^2 \sim 1 \text{ А/см}^2.$$

Концентрация электронов в диффузных каналах за фронтом ионизации достигает значения $\sim 10^{13}$ см⁻³.

Заключение

Экспериментально измерены предпробойные токи для таунсендовского и стримерного механизмов пробоя и изучены особенности формирования искрового канала для этих механизмов. Представленные результаты формирования и развития начальных стадий импульсного пробоя в аргоне атмосферного давления при вышеупомянутых механизмах пробоя для различных начальных условий (геометрии электродов, давления газа, напряжения пробоя, наличии предварительной ионизации) показывают, что стримерный канал инициируется ярким свечением, появляющимся в точке критического усиления лавины на различных расстояниях от катода в зависимости от пере-напряжения.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта № 02.740.11.05.70, Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009—2013 гг."

Литература

1. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Хачалов М. Б. Измерение слабых разрядных токов// Измерительная техника. 1989. № 3. С. 30, 31.
2. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах: Пер. с нем./ под ред. В. С. Камелькова. — М.: Мир, 1968. — 390 с.
3. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя. — М.: Наука, 1991. — 224 с.
4. Мик Дж., Крегс Дж. Электрический пробой в газах. — М.: ИЛ, 1960. — 390 с.
5. Омаров О. А., Рухадзе А. А. О проявлении плазменной стадии развития лавины при искровом пробое газов// ЖТФ. 1980. Т. 50. № 3. С. 536—539.
6. Бройтман А. П., Омаров О. А., Решетняк С. А., Рухадзе А. А. Плазменная модель электрического пробоя газов высокого давления: Препринт/ ФИАН СССР. — М., 1984. №. 197. — 54 с.
7. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах: Пер. с англ./ под ред. Н. А. Капцова. — М.: Гостехиздат, 1950. — 672 с.
8. Allen K. R., Philips K. Cloud chamber study of electron avalanche growth// Prog. Roy Soc. 1963. V. 274. P. 163—186.
9. Wagner K. N. Vorstadium des Funkens unterzucht mit dem Bilderstarker// Z. Phys. 1967. Bd. 204, H. 3. P. 177—197.
10. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. — М.: Атомиздат, 1975. — 272 с.
11. Курбанисмаилов В. С., Баирханова М. Г., Гаджиев М. Х., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б., Катаа А. Дж. Неустойчивость фронта волны ионизации катодонаправленного стримера в гелии высокого давления// Прикладная физика. 2009. № 5. С. 62—66.
12. Яковленко С. И. Механизм распространения стримера к аноду и к катоду, обусловленный размножением электронов фона// ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 9. С. 47—54.
13. Бабич Л. П. Об участии плазменных электронов в искровом пробое газов// Физика плазм. 1982. Т. 7. Вып. 6. С. 1419—1422.
14. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1978. — 407 с.
15. Райзер Ю. П. Физика импульсного пробоя. — М.: Наука, 1992. — 536 с.

The peculiarities of forming and development of initial stages of impulse breakdown in argon

V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov, M. H. Gadjiev,
M. G. Bairkhanova, A. Dj. Kataa
Dagestan State University, 43, M. Gadjiev str., Makhachkala, 367025, Russia
E-mail: Vali_60@mail.ru; dgu@datacom.ru; makhach@mail.ru

In the given article the experimental results of forming and development of initial stages of impulse breakdown in atmospheric pressure argon in townsend and streamer breakdown mechanisms for different initial conditions are represented. It is shown that streamer channel is initiated by bright luminescence which appeared in the point of critical amplification of avalanche at different distance from cathode depending on overvoltage. Before breakdown currents for townsend and

streamer breakdown mechanisms are measured and the peculiarities of spark channel forming for these mechanisms are investigated.

PACS: 52.25.-b

Keywords: breakdown, experiment, avalanche, streamer, cathode.

Bibliography — 15 references.

Received 8 December 2009