Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 4, с. 256 – 262

Инициирование взрывной электронной эмиссии и убегание электронов при импульсном пробое плотных газов

Н. М. Зубарев[1], *Г. А. Месяц*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Институт электрофизики Уральского отделения РАН, 620016 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 24 декабря 2020 г.
После переработки 31 декабря 2020 г.
Принята к публикации 1 января 2021 г.

Предлагается механизм инициирования взрывной электронной эмиссии на границе катода и плотного газа, основанный на накоплении у естественных выступов микронного размера положительных ионов, образующихся в результате ионизации газа автоэмиссионными электронами. Расстояние, на котором рождаются ионы, падает с ростом плотности газа, что приводит к увеличению их кулоновского поля на эмитирующей поверхности. В итоге для газа высокого – в десятки атмосфер – давления происходит взрывной рост плотности эмиссионного тока, приводящий за десятки пикосекунд к образованию множества взрывоэмиссионных центров. Они дают старт развитию плазменных каналов, прорастающих в сторону анода. На вершинах плазменных острий генерируются убегающие электроны, которые ионизуют газ, обеспечивая его субнаносекундный пробой. Такой сценарий развития пробоя может реализовываться в условиях критически низкого приведенного электрического поля (т.е. отношения его напряженности к давлению), когда характерное время лавинного размножения тепловых электронов больше длительности импульса напряжения.

DOI: 10.31857/S1234567821040066

Убегающие (непрерывно ускоряющиеся в газовой или плазменной среде в достаточно сильном электрическом поле [1, 2]) электроны (УЭ) играют важную роль в процессах импульсного пробоя газа [3–6]. Они, пересекая промежуток за времена, сопоставимые со временем распространения света, ионизуют его, обеспечивая условия для зажигания объемного разряда [7, 8]. Проводимые в последнее время активные экспериментальные и теоретические исследования позволили дать объяснение целому ряду явлений, связанных с УЭ. Были описаны сценарии формирования двух импульсов тока УЭ [9–11]; сформулированы условия убегания в резко неоднородном поле [12, 13]; определен механизм прерывания потока УЭ, обеспечивающий его пикосекундную длительность [14–17]. При этом до сих пор не было дано удовлетворительного объяснения причин генерации УЭ в газах высокого – в десятки атмосфер – давления (p) в условиях однородного поля (E_0) в промежутке, когда значение приведенного поля E_0/p, во-первых, на порядок ниже требуемого для перехода тепловых электронов в режим убегания и, во-вторых, настолько мало, что характерное время лавинного размножения тепловых электронов больше длительности импульса напряжения.

В экспериментальной работе [18] в широком диапазоне давлений (выше 1 атм) исследовался импульсный пробой заполненного азотом межэлектродного промежутка с близким к однородному распределением электрического поля. Амплитудное значение импульса напряжения на промежутке (на холостом ходу, с учетом удвоения напряжения при отражении импульса) составляло ~ 200 кВ; полная ширина на полувысоте импульса ~ 450 пс. Была проведена серия экспериментов с зазором шириной 1.65 мм. Пробой наблюдался в диапазоне $p = 1 - 40$ атм; при давлениях, превышающих 40 атм, пробой не происходил. Среднее напряжение пробоя газового промежутка при максимальном давлении в 40 атм составляло ~ 185 кВ, т.е., фактически, определялось амплитудным значением импульса напряжения (пробой при больших давлениях потребовал бы увеличения амплитуды). Значение напряженности электрического поля, рассчитываемое по напряжению пробоя, составляет ~ 1.1 МВ/см; приведенная напряженность поля при максимальном давлении минимальна и оценивается в ~ 37 В/(см · Торр).

Ключевым результатом работы [18] является регистрация убегающих электронов за анодом посред-

[1] e-mail: nick@iep.uran.ru

ством люминофора во всем диапазоне давлений, где наблюдался пробой. Указанное предельное значение E_0/p на порядок меньше требуемого для убегания электронов. Действительно, по данным [19] функция потерь энергии $L(w) \equiv -(1/n)dw/dz$ для азота имеет максимум $L_{\max} \approx 10^{-14}$ эВ $\cdot$ см^2 при энергии электрона $w_0 \approx 110$ эВ (n – концентрация газа, w – кинетическая энергия двигающегося вдоль направления z электрона). Критическое поле убегания оценивается как $E_{\rm cr} = nL_{\max}/e$, где e – элементарный заряд; при выполнении условия $E > E_{\rm cr}$ электрон будет получать от поля больше энергии, чем терять в неупругих столкновениях с молекулами газа и, как следствие, непрерывно ускоряться. При нормальных условиях (концентрация газа тогда равна $n_0 \approx 2.7 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$) эта оценка дает для азота поле в ~ 270 кВ/см. Критическое приведенное поле убегания тогда составляет $E_{\rm cr}/p \approx 356$ В/(см $\cdot$ Торр) [4, 6]. Для интересующего нас предельного случая $p = 40$ атм пороговое для убегания поле $E_{\rm cr}$ оценивается в 11 МВ/см, т.е. оно в 10 раз превышает среднее поле $E_0 \approx 1.1$ МВ/см в промежутке. В такой ситуации объяснить появление УЭ, не рассматривая перераспределение исходно однородного поля за счет появления объемного электрического заряда ионов и электронов, невозможно.

В настоящей работе мы предлагаем механизм генерации УЭ, в котором роль “усилителя” поля играют плазменные выступы, развивающиеся с катода в результате инициирования на нем взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ) [20, 21]. Если такой выступ обеспечит усиление внешнего поля E_0 до критического значения $E_{\rm cr}$, то на его вершине часть тепловых электронов перейдет в режим убегания. Однако для убегания не только в ограниченной области усиленного поля вблизи вершины, но и во всем межэлектродном промежутке, необходимо, чтобы электроны, попадая в область слабого среднего поля, уже набрали достаточно высокую энергию. В противном случае они термализуются.

Используя формулу Бете [22], функцию потерь $L(w)$ при $w \gg w_0$ можно записать как

$$L(w) = L_{\max}\frac{w_0}{w}\ln\left(\frac{{\rm e}w}{w_0}\right), \qquad (1)$$

где e $= 2.718$ – основание натурального логарифма. Поскольку потери в области $w > w_0$ убывают, электроны с достаточно высокой начальной энергией могут убегать и в докритическом поле. Как следует из (1), эта энергия должна превышать пороговое значение $w_{\rm cr}$, определяемое из равенства $L(w_{\rm cr})/L_{\max} = E_0/E_{\rm cr}$. Для рассматриваемого случая $w_{\rm cr} \approx 5$ кэВ.

Определим, какой должна быть высота выступа $z_{\rm cr}$, чтобы в его окрестности свободный электрон мог набрать требуемую энергию $w_{\rm cr}$. Оценка снизу для энергии, набираемой электроном (без учета потерь на трение в газе), дается произведением размера выступа на величину невозмущенного поля. Находим $z_{\rm cr} \approx w_{\rm cr}/(eE_0)$, что дает 46 мкм.

В условиях субнаносекундного пробоя основными источниками свободных электронов в газе являются эмиссионные процессы на катоде и ударная ионизация молекул газа в промежутке. При атмосферном давлении эмиссия даже единственного электрона может в результате его ионизационного размножения привести к формированию критической (т.е. обладающей собственным электрическим полем, сравнимым с внешним) лавины, ее трансформации в стример и, тем самым, обеспечить развитие пробоя [3, 23–25]. С увеличением p пробой будет происходить при больших напряженностях поля E_0 и при меньших приведенных полях E_0/p [26, 27]. Это, с одной стороны, приведет к возрастанию роли процессов автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) и, с другой стороны, замедлению процессов ударной ионизации, определяя тем самым специфику пробоя газа высокого – в десятки атмосфер – давления. Сделаем оценки для обсуждаемого случая с $p = 40$ атм и $E_0 = 1.1$ МВ/см.

Считаем, что инициирующие пробой электроны эмитируют с естественных микроострий на катоде, причем локальное поле на их вершинах превышает макроскопическое поле E_0 в $\beta_{\rm g}$ раз ($\beta_{\rm g}$ – геометрический коэффициент усиления поля), т.е. дается выражением $E_{\rm loc} = \beta_{\rm g}E_0$. Плотность тока АЭЭ $j_{\rm FE}$ [А/см^2] для локального поля $E_{\rm loc}$ [В/см] рассчитывается по формуле Фаулера–Нордгейма [20]:

$$j_{\rm FE} = F(\varphi)E_{\rm loc}^2 \exp\left(-G(\varphi)/E_{\rm loc}\right), \qquad (2)$$

$$F \approx \frac{1.55 \cdot 10^{-6}}{\varphi}\exp\left(\frac{9.25}{\varphi^{1/2}}\right), \quad G \approx 6.51 \cdot 10^7\varphi^{3/2},$$

где φ [эВ] – работа выхода (для расчетов возьмем характерное для металлов значение $\varphi = 4.5$ эВ). Частота АЭЭ (число частиц, эмитируемых за единицу времени с отдельного микроострия) оценивается как $\nu_{\rm FE} = sj_{\rm FE}/e$, где s – площадь эмитирующей поверхности. Примем $\beta_{\rm g} = 54$ (см. анализ ниже) и $s = 10^{-12}$ см^2. Получим $\nu_{\rm FE} \approx 2 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$.

Частоту ионизации (число актов ионизации, осуществляемых тепловым электроном за единицу времени) определим из соотношения $\nu_{\rm i} = \alpha V$, где α – коэффициент ударной ионизации, а V – скорость дрейфа электронов в газе. Для азота в диапазоне приведенных полей $E/p = 27 - 200$ В/(см$\cdot$Торр) зависимость α [1/см] от давления p [Торр] и поля E [В/см] можно аппроксимировать как $\alpha = Ap\exp(-Bp/E)$, где $A = 8.8\,(\text{см}\cdot\text{Торр})^{-1}$ и $B = 275\,\text{В}/(\text{см}\cdot\text{Торр})$ [24]. Для скорости V [см/с] в азоте при $E/p = 10{-}130\,\text{В}/(\text{см}\cdot\text{Торр})$ можно использовать линейную аппроксимацию $V = \mu E$, где $\mu = K/p$ – подвижность электронов, $K = 3.3\cdot 10^5\,\text{см}^2\cdot\text{Торр}/(\text{с}\cdot\text{В})$ [20, 24]. Получим в итоге $\nu_\text{i} \approx 2\cdot 10^9\,\text{с}^{-1}$, что в 10^4 раз меньше частоты АЭЭ. Выполняется неравенство $\nu_\text{FE} \gg \nu_\text{i}$, которое можно интерпретировать как условие доминирования эмиссионных процессов над ионизационными. Отметим, что субнаносекундный пробой газов атмосферного давления реализуется, как правило, при противоположном неравенстве $\nu_\text{FE} \ll \nu_\text{i}$.

Поскольку пробой в [18] в анализируемой крайней точке ($p = 40$ атм и $E_0 = 1.1$ МВ/см) происходил при амплитудном значении импульса напряжения, то можно приближенно считать, что указанное значение напряженности не менялось в течение, судя по форме импульса, примерно 150 пс. Вследствие сильной зависимости как ν_FE, так и ν_i от поля, все основные процессы развития пробоя происходят на этом временном интервале вблизи максимума импульса напряжения, и можно взять это время в качестве оценки для времени формирования пробоя: $t_\text{f} \approx 150$ пс. Интервал между эмиссией отдельных электронов $1/\nu_\text{FE}$ составляет 0.05 пс, что обеспечивает эмиссию с отдельного микроострия как минимум 3000 электронов за время t_f (это – без учета влияния объемного заряда ионов; с учетом, как будет показано ниже, число электронов взрывным образом увеличится). Время между актами ударной ионизации $1/\nu_\text{i}$ оценивается в 540 пс, что превышает не только время t_f, но и длительность импульса на половине высоты ~ 450 пс. Таким образом, если считать, что поле в промежутке остается однородным, то ионизационные процессы в газе с участием тепловых электронов практически не происходят.

Ионизация газового зазора в рассматриваемых условиях может осуществляться быстрыми электронами, которые регистрировались в экспериментах [18]. Их появление мы связываем с возникновением на катоде плазменных выступов, обеспечивающих выполнение условий убегания электронов. Исходя из сравнения частот ν_FE и ν_i, формирование этих выступов должно "запускаться" АЭЭ. При этом мы считаем, что единственным процессом, который позволит обеспечить достаточно высокую плотность тока эмиссии электронов с катода для образования плазменных областей масштаба $z \geq z_\text{cr}$ и выравнивания их потенциала с катодом (т.е., фактически, формирования виртуальных острий на катоде) в условиях радикального замедления процессов ионизационного размножения тепловых электронов в газе с давлением в десятки атмосфер, является ВЭЭ.

Определим сначала, какие условия необходимы для инициирования ВЭЭ за времена меньше t_f без учета влияния объемного заряда в газе, т.е. в вакуумном приближении. Воспользуемся простейшим критерием инициирования ВЭЭ, основанном на оценке времени (t_EEE), за которое в вещество катода вкачивается энергия, достаточная для его перехода в плазменное состояние [20, 21]:

$$\int_0^{t_\text{EEE}} j_\text{FE}^2\,dt = \bar{h}, \tag{3}$$

где $\bar{h}$ – так называемое удельное действие, составляющее для металлов примерно $2\cdot 10^9\,\text{А}^2\text{с}/\text{см}^4$ [21]. Возьмем для определенности $t_\text{EEE} = 50$ пс (оставляем время $t_\text{f} - t_\text{EEE} = 100$ пс на последующие стадии развития пробоя); получим тогда, что условие (3) выполняется при довольно высоком значении коэффициента $\beta_\text{g} \approx 125$. Считается [28], что при средней шероховатости поверхности катода плотность микровыступов с $\beta_\text{g} > 100$ составляет $\sim 10\,\text{см}^{-2}$. В экспериментах [18] катод представлял собой шар радиусом 1 см, а площадь его активной поверхности равнялась примерно $0.03\,\text{см}^2$ (ее радиус ~ 1 мм). Тогда вероятность существования дефекта поверхности с $\beta_\text{g} = 125$ оценивается в ~ 0.3, т.е. она меньше единицы. В такой ситуации на катоде за десятки пикосекунд могут образовываться, самое большее, единичные взрывоэмиссионные центры.

Вспомним теперь, что мы имеем дело не с вакуумом, а плотным газом, в котором может возникать и накапливаться объемный заряд положительных ионов. Такой заряд, при нахождении вблизи поверхности катода, будет усиливать на ней локальное поле и, как следствие, плотность тока АЭЭ. Механизм перехода от АЭЭ в ВЭЭ под влиянием потока дрейфующих к катоду ионов предлагался в [20, 29]. Он дает нижнюю оценку для времени инициирования ВЭЭ в $1/(V_+\alpha)$, где V_+ – скорость дрейфа ионов. В интересующем нас случае с $p = 40$ атм и $E_0 = 1.1$ МВ/см аналогичная величина для электронов $1/\nu_\text{i} = 1/(V\alpha)$ уже вычислялась; она составляет 540 пс. Скорость ионов на несколько порядков меньше скорости электронов, так что время $1/(V_+\alpha)$ попадет в не имеющий смысл в контексте настоящей работы временной масштаб. Однако в условиях давления в десятки атмосфер может реализовываться принципиально другой механизм формирования области положительного объемного заряда, обеспечивающий переход от АЭЭ к ВЭЭ за десятки пикосекунд для микроострий с весьма умеренными коэффициентами усиления поля $\beta_\mathrm{g} = 50{-}60$.

Учтем, что локальное поле на эмитирующей поверхности катода должно включать в себя поле E_i, создаваемое положительными ионами (оно определяется законом Кулона):

$$E_\mathrm{loc} = \beta_\mathrm{g} E_0 + E_\mathrm{i}, \qquad E_\mathrm{i} = eN_\mathrm{i}(t)/(4\pi\varepsilon_0 r^2). \qquad (4)$$

Здесь ε_0 – электрическая постоянная, N_i – число ионов, r – их характерное расстояние от вершины эмиттера. На приведенной в [30] фотографии поверхности катода, использовавшегося в экспериментах [18], видны многочисленные выступы микронного масштаба, так что для вероятного размера эмитирующих электроны острий возьмем величину $l = 1$ мкм.

Ионы возникают в результате ионизации газа автоэмиссионными электронами, которые при инжекции в газ попадают в усиленное поле вблизи вершины микроострия. До накопления существенного объемного заряда оно равно $\beta_\mathrm{g} E_0$, что для значений β_g в 50–60 единиц дает ~ 60 МВ/см. Это в 5.5 раз превышает порог убегания и тем самым обеспечивает бесстолкновительное движение электронов в области усиленного поля. В ней автоэмиссионный электрон наберет энергию $w_l \approx elE_0 \approx 110$ эВ, что совпадает с энергией w_0, для которой максимальна функция потерь $L(w)$. Размер r_0 бесстолкновительной области можно оценить как масштаб, в котором работа, совершаемая действующей на электрон силой $e\beta_\mathrm{g} E_0$, равна w_l. Получим $r_0 \approx l/\beta_\mathrm{g}$, что составляет ~ 0.02 мкм. После области усиленного поля электрон попадет в область слабого среднего поля E_0, где его динамику будет определять сила трения в газе, оцениваемая сверху как nL_max. Электрон с начальной энергией $w_l = 110$ эВ потеряет ее на масштабе от 0.1 мкм, став обычным тепловым электроном с энергией в единицы электронвольт. При этом часть энергии он потратит на ионизацию газа, совершив несколько актов ионизации (энергия ионизации молекул азота $eU_\mathrm{i} = 15.6$ эВ в 7 раз меньше w_l). Нас будет интересовать первый такой акт, поскольку, в силу быстрого затухания кулоновского поля с расстоянием, основной вклад в усиление поля на катоде будут вносить наиболее близко расположенные к нему частицы. Среднее расстояние, проходимое электроном до момента ионизации, оценим как $r_1 = 1/(n\sigma_\mathrm{i}(w))$, где σ_i – сечение ионизации. Максимум сечения ионизации азота (см. [19]) приходится примерно на ту же энергию, что и максимум функции потерь, т.е. на $\sim$110 эВ, и составляет $\sigma_\mathrm{max} \approx 3 \cdot 10^{-16}$ см^2. Оценим по нему: $r_1 \approx 1/(n\sigma_\mathrm{max}) \approx 0.03$ мкм.

Искомое расстояние r от ионов до вершины острия складывается из двух масштабов r_0 и r_1, что дает оценку $r \approx 0.05$ мкм. Это расстояние оказывается достаточно малым, чтобы обеспечить заметное влияние ионов на распределение поля на катоде. Критически важным для рассматриваемого эффекта является то, что мы имеем дело с плотным газом с $p = 40$ атм. При уменьшении давления до 1 атм масштаб r_1 увеличится в 40 раз. Электрическое поле ионов, спадающее с расстоянием по закону $1/r^2$, станет на эмитирующей поверхности пренебрежимо малым и эффект пропадет.

Число ионов, которое можно считать равным числу автоэмиссионных электронов, дается интегралом

$$N_\mathrm{i}(t) = \frac{s}{e}\int_0^t j_\mathrm{FE}(t)\,dt.$$

Согласно (4) локальное поле тогда есть

$$E_\mathrm{loc} = \beta_\mathrm{g} E_0 + \frac{s}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\int_0^t j_\mathrm{FE}\,dt.$$

Дифференцируя это выражение по времени t и используя формулу Фаулера–Нордгейма (2), придем к нелинейному обыкновенному дифференциальному уравнению, описывающему самосогласованный рост локального поля на катоде за счет накопления ионов у его поверхности:

$$\frac{dE_\mathrm{loc}}{dt} = \frac{sFE_\mathrm{loc}^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\exp\left(-\frac{G}{E_\mathrm{loc}}\right).$$

Его интегрирование с начальным условием $E_\mathrm{loc}(0) = \beta_\mathrm{g} E_0$ дает:

$$E_\mathrm{loc}(t) = G\left[\ln\left(\exp\left(\frac{G}{\beta_\mathrm{g} E_0}\right) - \frac{sFGt}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\right)\right]^{-1}. \qquad (5)$$

Согласно этому решению поле будет взрывным образом (т.е. быстрее, чем экспоненциально) нарастать со временем, формально обращаясь в бесконечность в момент

$$t_0 \approx \frac{4\pi\varepsilon_0 r^2}{sFG}\exp\left(\frac{G}{\beta_\mathrm{g} E_0}\right), \qquad (6)$$

когда выражение под знаком логарифма в (5) станет равным единице и знаменатель обратится в нуль. Такое сингулярное поведение поля обусловлено тем, что его рост вызывает рост тока АЭЭ. Это, в свою очередь, приводит к увеличению темпа генерации ионов и, следовательно, дальнейшему росту поля, тем самым обеспечивая положительную обратную связь.

Покажем, что условие (3) инициирования ВЭЭ будет выполнено в результате взрывного роста локального поля, т.е. сингулярность в решении (5) обеспечит расходимость интеграла действия. Разложение (5) вблизи момента $t = t_0$ дает в основном порядке:

$$E_{\text{loc}} \approx \frac{4\pi\varepsilon_0 r^2}{sF(t_0 - t)}.$$

Для плотности тока, в свою очередь, имеем:

$$j_{\text{FE}} \approx \frac{16\pi^2\varepsilon_0^2 r^4}{s^2 F(t_0 - t)^2}.$$

Тогда для интеграла действия вблизи особой точки будет: $\int j_{\text{FE}}^2\, dt \propto (t_0 - t)^{-3}$, т.е. он расходится, автоматически обеспечивая выполнение неравенства $\int_0^{t_0} j_{\text{FE}}^2\, dt > \bar{h}$. В такой ситуации можно считать момент формирования особенности моментом инициирования ВЭЭ, т.е. принять $t_{\text{EEE}} = t_0$.

Оценим времена t_{EEE} по формуле (6). В диапазоне $\beta_{\text{g}} = 50{-}60$ (средний уровень шероховатости поверхности [28]) время запаздывания ВЭЭ снижается от 114 до 16 пс, т.е. укладываются в требуемый интервал $t_{\text{f}} = 150$ пс. Взятое нами выше за основу время $t_{\text{EEE}} = 50$ пс соответствует $\beta_{\text{g}} = 54$. Понятно, что число острий с $\beta_{\text{g}} = 50{-}60$ будет на порядки больше, чем с $\beta_{\text{g}} = 125$ (значение коэффициента усиления поля, требуемое для инициирования ВЭЭ без учета влияния ионов), что обеспечит образование значительного числа взрывоэмиссионных центров.

В результате электрического взрыва вершины микроострия возникает катодный факел – расширяющаяся со скоростью $(1-2)\cdot 10^6$ см/с сферическая область плотной плазмы, эмитирующая в газ поток электронов, ограничиваемый только их объемным зарядом [20, 21]. Инициирование ВЭЭ создаст условия для формирования на катоде плазменного выступа – канала, прорастающего от взрывоэмиссионного центра в сторону анода. Действительно, на полюсах сферической проводящей области во внешнем однородном поле происходит трехкратное усиление его напряженности [31]. Такое усиление, в силу высокой чувствительности частоты ионизации к величине поля, приведет к резкому уменьшению времени $1/\nu_{\text{i}}$ с ~ 540 пс до ~ 1 пс, т.е. до значений, при которых ионизационные процессы "включатся" и обеспечат генерацию плазмы при распространении потока взрывоэмиссионных электронов в сторону анода. Принципиально важно, что такой поток будет выравнивать потенциал плазмы с катодом, что позволяет рассматривать развивающийся плазменный выступ как виртуальное острие на катоде.

Движение границы плазменного выступа будет определяться дрейфом электронов в электрическом поле, являющемся суперпозицией внешнего поля и собственного поля плазменной области. Такая модель эволюции плазменного канала описана, например, в [23]. Важным свойством решений соответствующих уравнений является постоянство радиуса кривизны головки развивающего канала. Аппроксимируем форму плазменного выступа на катоде половиной вытянутого вдоль направления внешнего поля эллипсоида вращения. Его геометрия тогда будет определяться двумя параметрами – увеличивающейся со временем длиной $z_{\text{pl}}(t)$ и радиусом скругления вершины r_{pl}, который мы будем считать, как и в [23], постоянным. Коэффициент усиления поля на выступе обозначим за β_{pl}. Он зависит только от отношения размеров $x \equiv z_{\text{pl}}/r_{\text{pl}}$:

$$\beta_{\text{pl}}(x) = \frac{(x-1)\sqrt{1-1/x}}{\operatorname{artanh}\sqrt{1-1/x} - \sqrt{1-1/x}} \tag{7}$$

(эта зависимость является следствием решения для распределения поля вокруг проводящего эллипсоида [31]). Скорость прорастания канала определяется уравнением $dz_{\text{pl}}/dt = \mu E_0 \beta_{\text{pl}}(z_{\text{pl}}/r_{\text{pl}})$ с начальным условием $z_{\text{pl}}(0) = r_{\text{pl}}$. Его решение дает с хорошей точностью при $z/r_{\text{pl}} > 10$ выражение для времени, за которое граница плазмы продвигается до точки z:

$$T \approx \frac{r_{\text{pl}}}{\mu E_0} + \frac{r_{\text{pl}}}{\mu E_0}\left[\ln\left(\frac{2}{\text{e}}\sqrt{\frac{z}{r_{\text{pl}}}}\right)\right]^2. \tag{8}$$

Видно, что время T существенно зависит от радиуса r_{pl}. Как отмечалось в [23, 25], радиус головки плазменного канала в значительной степени определяется масштабом "зародыша", из которого он развивается; в нашем случае эту роль играет взрывоэмиссионная плазма. Оценим r_{pl}, принимая во внимание то, что для рассматриваемого сценария развития пробоя длительность этой стадии не должна превышать ~ 100 пс. За, например, 30 пс взрывная плазма (для скорости разлета плазмы возьмем характерное значение $1.5\cdot 10^6$ см/с [21]) расширится на ~ 0.45 мкм. Параллельно, по закону $\sqrt{6Dt}$ будет происходить диффузионное расширение облака эмитировавших из взрывной плазмы в газ электронов [24]. Здесь $D = 2\mu U_T/3e$ – коэффициент диффузии; U_T [эВ] – тепловая энергия электронов, которая оценивается в 2.2 эВ по формуле $U_T \approx 0.2(E/p)^{2/3}$ [32]. Тогда за те же 30 пс диффузионное расширение даст масштаб ~ 0.5 мкм, близкий к радиусу разлета взрывоэмиссионной плазмы. Наконец, на размер головки начнут оказывать влияние ионизационные процессы. Как мы уже указывали, сферическая проводящая область обеспечивает трехкратное усиление поля: $\beta_{\rm pl}(1) = 3$ согласно (7). В таком случае характерный ионизационный масштаб $1/\alpha$ резко (в ~ 150 раз) уменьшится до значения в ~ 0.5 мкм. Таким образом, пространственный масштаб для сразу трех разных процессов практически совпадает, что дает нам основание для выбора этого масштаба в качестве радиуса головки канала: $r_{\rm pl} \approx 0.5$ мкм.

Сделаем оценки для времени развития канала T для $z = 1.65$ мм, что соответствует межэлектродному расстоянию. По формуле (8) находим $T \approx 70$ пс, что в сумме со временем в 30 пс на формирование "зародыша" канала и временем $t_{\rm EEE} \approx 50$ пс запаздывания ВЭЭ складывается в требуемые ~ 150 пс на формирование пробоя. До длины в $z_{\rm cr} \approx 46$ мкм, необходимой для массового перехода тепловых электронов в режим убегания, плазменный канал разовьется за 24 пс. К этому моменту будет выполнен энергетический критерий убегания $w > w_{\rm cr}$. Отметим, что полевое условие убегания электронов $E_0\beta_{\rm pl} > E_{\rm cr}$ будет выполнено раньше, за время ~ 10 пс (к моменту, когда $z_{\rm pl} \approx 10 r_{\rm pl} \approx 5$ мкм).

Итак, предложенный в настоящей работе механизм инициирования ВЭЭ на катоде, граничащем с плотным газом, обеспечит появление множества плазменных каналов, генерирующих УЭ на пути $z > z_{\rm cr}$ их прорастания к аноду. Без этого механизма, основанного на накоплении положительных ионов у микроострий с умеренными коэффициентами усиления поля $\beta_{\rm g} = 50{-}60$, будут развиваться в лучшем случае единичные плазменные каналы, стартующие с микроострий с $\beta_{\rm g} > 125$, существование которых на порядки менее вероятно. УЭ, пересекая промежуток за малые времена ~ 13 пс (эта оценка соответствует движению электрона от прикатодной области до анода в вакуумном приближении), будут его ионизовать. Важно, что эффективность ионизации линейно растет с ростом плотности газа, так что при прочих равных рост давления от 1 до 40 атм приведет к кратному увеличению образовавшихся электрон-ионных пар. В итоге мы получим равномерную ионизацию всего промежутка и сопутствующее диффузное свечение за времена до 100 пс. В рамки этого сценария развития разряда вполне вписываются наблюдения эволюции свечения, сопровождающего пробой газа высокого давления, методом электронно-оптической хронографии (с использованием высокоскоростной стрик-камеры) [27]. Для азота под давлением в 40 атм при ширине зазора 1.42 мм за время примерно в 80 пс возникало однородное свечение всего промежутка, что можно интерпретировать как зажигание объемного разряда в результате ионизации газового зазора посредством УЭ.

Следует отметить, что генерация УЭ и сопутствующего рентгеновского излучения наблюдалась в условиях низкого среднего приведенного электрического поля, сопоставимого с реализуемым в [18], при пробое воздуха атмосферного давления с использованием длинных – субмикросекундных – импульсов напряжения: см., например, [33] и ссылки там. Механизм появления УЭ в таких условиях требует отдельного рассмотрения, в котором важно знать детали распределения поля в промежутке. В отличие от [18], поле в экспериментах [33] не было однородным – его напряженность на катоде (использовались катоды различных конфигураций с сильно отличающимися радиусами кривизны) могла существенно превышать среднее по зазору значение.

Работа Н. М. Зубарева выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 20-08-00172). Работа Г. А. Месяца выполнена при частичной поддержке Российского научного фонда (проект # 19-79-30086).

1. H. Dreicer, Phys. Rev. **115**, 238 (1959).
2. А. В. Гуревич, ЖЭТФ **39**, 1296 (1960).
3. Г. А. Месяц, Ю. И. Бычков, В. В. Кремнев, УФН **107**(6), 201 (1972).
4. Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман, УФН **160**(7), 49 (1990).
5. Ю. Л. Станкевич, В. Г. Калинин, ДАН СССР **177**(1), 72 (1967).
6. L. P. Babich, *High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Bases*, Futurepast, Arlington (2003).
7. Г. А. Месяц, М. И. Яландин, УФН **189**, 747 (2019).
8. V. Tarasenko, Plasma Sources Sci. Technol. **29**, 034001 (2020).
9. A. V. Gurevich, G. A. Mesyats, K. P. Zybin, M. I. Yalandin, A. G. Reutova, V. G. Shpak, and S. A. Shunailov, Phys. Rev. Lett. **109**, 085002 (2012).
10. M. I. Yalandin, A. G. Sadykova, K. A. Sharypov, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, O. V. Zubareva, and N. M. Zubarev, Phys. Plasmas **27**, 103505 (2020).
11. Д. В. Белоплотов, В. Ф. Тарасенко, Д. А. Сорокин, В. А. Шкляев, ЖТФ **91**(4), 589 (2021).
12. Н. М. Зубарев, Г. А. Месяц, М. И. Яландин, Письма в ЖЭТФ **105**(8), 515 (2017).
13. N. M. Zubarev, M. I. Yalandin, G. A. Mesyats, S. A. Barengolts, A. G. Sadykova, K. A. Sharypov, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, and O. V. Zubareva, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 284003 (2018).
14. С. Я. Беломытцев, И. В. Романченко, В. В. Рыжов, В. А. Шкляев, Письма в ЖТФ **34**(9), 10 (2008).

15. D. Levko, S. Yatom, V. Vekselman, J. Z. Gleizer, V. Tz. Gurovich, and Ya. E. Krasik, J. Appl. Phys. **111**, 013303 (2012).
16. G. A. Mesyats, M. I. Yalandin, N. M. Zubarev, A. G. Sadykova, K. A. Sharypov, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, M. R. Ulmaskulov, O. V. Zubareva, A. V. Kozyrev, and N. S. Semeniuk, Appl. Phys. Lett. **116**, 063501 (2020).
17. N. M. Zubarev, V. Yu. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, G. A. Mesyats, N. S. Semeniuk, K. A. Sharypov, S. A. Shunailov, and M. I. Yalandin, Plasma Sources Sci. Technol. **29**, 125008 (2020).
18. S. N. Ivanov, J. Phys. D: Appl. Phys. **46**, 285201 (2013).
19. L. R. Peterson and A. E. S. Green, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **1**(6), 1131 (1968).
20. Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, *Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде*, Наука, Новосибирск (1982).
21. Г. А. Месяц, *Взрывная электронная эмиссия*, Физматлит, М. (2011).
22. H. Bethe, Ann. Phys. **397**(3), 325 (1930).
23. Э. Д. Лозанский, О. Б. Фирсов, *Теория искры*, Атомиздат, М. (1964).
24. Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, *Физика импульсного пробоя газов*, Наука, М. (1991).
25. Э. М. Базелян, Ю. П. Райзер, *Искровой разряд*, Изд-во МФТИ, М. (1997).
26. Yu. D. Korolev and N. M. Bykov, IEEE Trans. Plasma Sci. **40**(10), 2443 (2012).
27. S. N. Ivanov and V. V. Lisenkov, J. Appl. Phys. **124**, 103304 (2018).
28. А. В. Козырев, Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, ЖТФ **57**(1), 58 (1987).
29. Г. А. Месяц, Письма в ЖТФ **1**(19), 885 (1975).
30. В. В. Лисенков, С. Н. Иванов, Ю. И. Мамонтов, И. Н. Тихонов, Известия вузов. Физика **61**(9-2), 180 (2018).
31. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред*, Наука, М. (1982), т. 8.
32. H. Schlumbohm, Z. Phys. **184**, 492 (1965).
33. D. A. Sorokin, V. F. Tarasenko, Ch. Zhang, I. D. Kostyrya, J. Qiu, P. Yan, E. Kh. Baksht, and T. Shao, Laser and Particle Beams **36**(2), 186 (2018).