

О МЕХАНИЗМЕ РАЗВИТИЯ ИМПУЛЬСНОГО НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ ПРИ ОДНОЭЛЕКТРОННОМ ИНИЦИИРОВАНИИ

В. В. Кремнев, Г. А. Месяц

(Томск)

Для объяснения импульсного пробоя промежутков порядка миллиметра в газе при существенном перенапряжении предложен механизм разряда, учитывающий фотоэмиссию электронов с катода, их размножение в газе под действием ударной ионизации с образованием лавинных цепей. На основании предложенного механизма ниже получена теоретическая зависимость времени формирования разряда при одноэлектронном иницировании и проведено ее сравнение с экспериментом.

1. Особенности развития пробоя газовых промежутков в высоком электрическом поле. Для объяснения процесса развития пробоя в газе обычно привлекаются либо лавинная (таунсендовская), либо стримерная теории разряда [1, 2]. Одним из основных критериев при обосновании того или иного типа разряда является величина времени формирования разряда τ . Это время обычно определяют от момента появления эффективного электрона, вызывающего ударную ионизацию в промежутке до момента спада напряжения на промежутке на определенную величину (например, на 10% амплитуды). Для импульсного пробоя со значительным перенапряжением считается справедливым стримерный механизм [1, 2], для которого

$$\frac{\delta}{v_-} > \tau \approx \frac{x_*}{v_-} \quad (1.1)$$

Здесь v_- — скорость дрейфа электронов к аноду, x_* — длина лавины при критическом числе электронов, δ — длина зазора.

Для стримерного механизма, кроме того, должно выполняться условие перехода электронной лавины в стример

$$x_* = \frac{\ln N_*}{\alpha} < \delta \quad (1.2)$$

Здесь N_* — критическое число электронов, при котором поле объемного заряда может достигать значений, близких по величине внешнему полю E , α — коэффициент ударной ионизации.

Цель настоящей работы — проанализировать импульсный разряд в газе при высоких электрических полях, когда критическая длина электронной лавины много меньше длины газового промежутка $x_* \ll \delta$.

В работе [2] при $E \sim 10^5$ в·см⁻¹, $E/r \sim 100$ в·см⁻¹·тор⁻¹, 1 см $> \delta > 0,1$ см при интенсивной ультрафиолетовой подсветке катода были получены времена τ , удовлетворяющие условиям (1.1) и (1.2). Детальный анализ результатов этих экспериментов показал [3,5], что развитие разряда начинается одновременным образованием примерно 10^4 лавин. Образование этих лавин объясняется присутствием на катоде до прихода импульса $\sim 10^4$ электронов, которые возникают при облучении катода ультрафиолетом.

Учет большого числа развивающихся лавин позволяет правильно рассчитать рост тока в промежутке, включая стадию быстрого роста тока [5,6]. В [4,6] было показано, что время τ растет с уменьшением числа начальных иницирующих электронов, а время спада напряжения на промежутке не меняется.

Случай инициирования разряда в промежутке большим числом начальных электронов условно называется многоэлектронным инициированием, а инициирование разряда одиночными электронами — одноэлектронным. Отличие одного случая инициирования разряда от другого можно провести, сравнивая время развития лавины до критического размера со средним временем между появлением двух инициирующих электронов с катода. Для многоэлектронного и для одноэлектронного инициирования необходимо иметь соответственно

$$i_0 \gg \frac{e\alpha v_-}{\ln N_*}, \quad i_0 < \frac{e\alpha v_-}{\ln N_*} \quad (1.3)$$

где i_0 — ток электронов с катода, e — заряд электрона.

В [4] при $E \geq 10^5$ в.см⁻¹, $E/p \geq 10^2$ в.см⁻¹.тор⁻¹, $\delta < 0,1$ см в воздухе при одноэлектронном инициировании были получены значения времени τ , значительно превышающие величины, определяемые по формуле (1.1). В работе [5] проведено детальное исследование зависимости $\tau(E)$ для воздуха при $\delta = 0,2$ см, $p = 760$ тор и одноэлектронном инициировании и показано, что при $E = (0.8 \div 2) \cdot 10^5$ в/см время τ (кривая 2 на фигуре) значительно превышает время формирования разряда при многоэлектронном инициировании. При наибольших использованных напряженностях поля $E \approx 160$ кв/см это превышение больше порядка, а время τ составляет ~ 2 нсек.

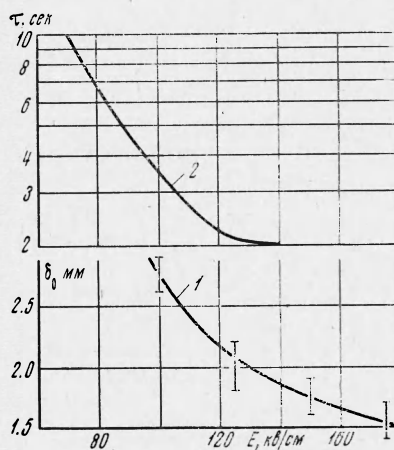
В работе [7] найдено, что время формирования разряда при данном поле E и длине зазора δ , большей некоторой величины δ_0 , слабо зависит от длины промежутка. Начиная с некоторой величины $\delta < \delta_0$, уменьшение длины зазора приводит к сильному росту времени τ от нескольких наносекунд до микросекунд. Зависимость величины δ_0 от напряженности поля E приведена на фигуре (кривая 1).

Длительность процесса быстрого роста тока при пробое промежутка одинакова как в случае многоэлектронного, так и в случае одноэлектронного инициирования [6]. Поэтому естественно было предположить, что конечная стадия развития разряда протекает одинаково как в случае большого начального тока электронов, так и без него. Более длинные времена формирования, наблюдавшиеся при развитии разряда от одиночных электронов, находят логическое объяснение в существовании более продолжительного процесса накопления лавин в промежутке [6]. Однако для объяснения больших величин τ необходимо предположить, чтобы скорость роста числа электронов в лавине впоследствии снижалась.

При изучении развития одиночных лавин такое снижение действительно наблюдается из-за самоторможения лавин полем объемного заряда ионов [1]. Прямые наблюдения разряда [8,9] при $E \sim 10^5$ в/см и атмосферном давлении в воздухе указывают на непрерывное распространение от катода к аноду со скоростью порядка 10^8 см/сек диффузного свечения и последующего образования каналов. В [10] это объяснено тем, что каждая заторможенная лавина порождает впереди себя новую лавину, и таким образом, происходит образование лавинной цепи. Если длина лавины $x_* \ll \delta$, то можно принять, что число электронов в лавинной цепи растет по линейному закону. Скорость дрейфа такой лавинной цепи должна быть больше дрейфовой скорости лавины.

Образование последующих лавинных цепей в промежутке происходит за счет фотоэффекта на катоде [10] при высвечивании возбужденных молекул, которые образуются параллельно с ионами и электронами в лавинах [1].

2. Расчет зависимости тока от времени. Развитие каждой последующей заторможенной лавины может происходить либо за счет выталкивания фронтальных электронов собственным полем облака [10], либо за счет фотоионизации в газе вблизи головки лавины. Не исключена также возможность «убегания» быстрых электронов, которые приобретают в электриче-



Фиг. 1

ском поле больше энергии, чем теряют при столкновениях [11]. Роль этого процесса особенно велика при пробое воздуха при атмосферном давлении и напряженности поля $E > 10^6$ в/см [17]. Однако случай сверхсильных электрических полей в данной работе рассматриваться не будет.

Для объяснения имеющихся экспериментальных данных необходимо образование новой лавины впереди головки предыдущей. Таким образом, каждая заторможенная лавина приводит к образованию цепочки лавин, последовательно развивающихся в направлении анода. В расчете используется упрощенная модель развития лавин. Согласно этой модели, каждая лавина в цепи развивается по экспоненциальному закону. При достижении критического числа электронов N_* рост числа электронов в лавине прекращается. Предполагается, что ток обусловлен только электронной составляющей лидирующей лавины. Для упрощения анализа процесса роста тока в промежутке при условии $\delta \gg x_*$ и $\tau \gg x_*/v_-$ принимается средняя скорость роста числа электронов в каждой лавинной цепи постоянной, тогда скорость роста ионов и электронов определится так:

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{dN_e}{dt} = a \quad (2.1)$$

где a — коэффициент, определение которого будет дано ниже. Средняя скорость образования возбужденных частиц в лавине пропорциональна средней скорости образования электронов и ионов [1], т. е. согласно (2.1)

$$\frac{dN^*}{dt} = Qa \quad (2.2)$$

Средний ток лавинной цепи согласно изложенной выше модели будет постоянным $\langle I^* \rangle = \text{const}$.

Перейдем теперь к составлению уравнений баланса частиц в промежутке при наличии в нем M развивающихся лавинных цепей. Ограничимся рассмотрением случая, когда ни одна из лавинных цепей не успевает за время формирования разряда достигнуть анода (т. е. $\tau < \delta/v$, где v — скорость движения лавинной цепи). В соответствии с предложенной моделью принимается, что каждая лавина независимо от стадии развития вносит в единицу времени одинаковый вклад в образование электронов, возбужденных частиц и тока в цепи.

Средняя скорость роста числа возбужденных частиц с учетом их высвечивания определится из соотношения

$$\frac{dN_+^*}{dt} = QaM - \frac{N_+^*}{\tau^*} \quad (2.3)$$

Здесь τ^* — время жизни возбужденного состояния, N_+^* — общее число возбужденных частиц в данный момент времени, Q — число возбужденных частиц, приходящихся на один электрон лавины. Общее число образовавшихся фотонов N_+° принимаем равным числу высветившихся возбужденных частиц

$$N_+^\circ = Qa \int_0^t M dt - N_+^* \quad (2.4)$$

Поглощением фотонов в газе пренебрегаем (это возможно при условии $\mu\delta < 1$, где μ — коэффициент поглощения). При этом количество фотоэлектронов N_-° , образовавшихся на катоде под действием фотонов лавин, пропорционально общему числу фотонов из лавин N_+°

$$N_-^\circ = q\sigma N_+^\circ \quad (2.5)$$

где σ — геометрический фактор, q — квантовый выход катода, который зависит от длины волны λ . Поскольку спектр излучения лавины неизвестен, то в грубом приближении принимаем q как среднюю величину в диапазоне чувствительности катода.

Общее число лавинных цепей в промежутке

$$M = N_{-}^{\circ} + N_{e-}$$

где N_{e-} — число электронов, образовавшихся за время t под действием внешних факторов (фотоэмиссия с катода, автоэмиссия и т. д.). С учетом последнего из (2.4) и (2.5) получается

$$M - N_{e-} = \sigma q \left(Qa \int_0^t M dt - N_{+}^{*} \right) \quad (2.6)$$

ток в промежутке

$$I = M \langle I^{*} \rangle \quad (2.7)$$

где $\langle I^{*} \rangle$ — средний ток одной лавинной цепи, который принимается постоянным.

Исключая из системы уравнений (2.3), (2.6), (2.7) величины N_{+}^{*} и N_{-}° , можно получить

$$\frac{dM}{dT} + M - \psi \int_0^T M dT = \frac{dN_{e-}}{dT} + N_{e-} \quad \left(N_{e-} = \frac{i_0 t}{e} \right) \quad (2.8)$$

$$T = \frac{t}{\tau^{*}}, \quad M = \frac{I}{\langle I^{*} \rangle}, \quad \psi = a\tau^{*}\gamma, \quad \gamma = \sigma q Q$$

где i_0 — ток иницирующих электронов, e — заряд электрона. Решение уравнения имеет вид

$$M = \frac{B}{p_2 - p_1} \left[\frac{p_2}{p_1} (e^{p_1 T} - 1) - \frac{p_1}{p_2} (e^{p_2 T} - 1) \right] \quad (2.9)$$

где

$$B = \frac{i_0}{e} \tau^{*}, \quad p_{1,2} = -0.5 \pm \sqrt{0.25 + \psi}$$

Формула (2.9) позволяет рассчитать ток в промежутке до того времени, пока какая-либо лавинная цепь не достигнет анода, т. е. для $t \leq \delta/v$ (v — скорость лавинной цепи).

3. Расчет времени формирования разряда. Предварительные оценки показывают, что для воздуха и азота $\sqrt{V\psi} \gg 1$, следовательно, для случая $I \gg i_0$ формула (2.9) существенно упрощается и принимает вид

$$I \approx \frac{i_0 \langle I^{*} \rangle \tau^{*}}{2e \sqrt{V\psi}} \exp(\sqrt{V\psi} T) \quad (3.1)$$

Если принять, так же как и в [5], что за время формирования разряда τ ток в промежутке растет до некоторой величины I_{*} , которая соответствует началу спада напряжения на промежутке, то из (3.1) следует

$$\tau \approx \left(\frac{\tau^{*}}{a\gamma} \right)^{1/2} \ln \frac{2I_{*}e \sqrt{V\psi}}{i_0 \tau^{*} \langle I^{*} \rangle} \quad (3.2)$$

Прежде чем перейти к сравнению формулы (3.2) с экспериментом, нужно определить коэффициент a и средний ток электронов в лавинной цепи. Для оценки a было принято, что для числа электронов $N = N_{*}$ лавина развивается по экспоненциальному закону, после чего рост электронов в лавине прекращается. Предполагается также, что расширение лавины обу-

словлено свободной диффузией. Если критическое число электронов N_* определить из условия равенства внешнего поля полю объемного заряда ионов, то

$$N_* = \frac{16\pi\epsilon_0 u_T}{e\alpha} \ln \frac{N_*}{N_0} \quad (3.3)$$

где u_T — тепловая энергия электронов, N_0 — начальное число электронов при образовании последующих лавин, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная. В общем случае последующие лавины будут развиваться в электрическом поле, превышающем внешнее из-за наложения на него поля облака электронов. Число лавин на пути x составит

$$\frac{x}{x_*} = \frac{x\alpha}{\ln(N_*/N_0)}$$

где x_* — критическая длина лавин. Общее число электронов в лавинной цепи длиной x составит

$$\frac{x}{x_*} N_*$$

или с учетом (3.3)

$$N_e = \frac{16\pi\epsilon_0 u_T v}{e} t \quad (3.4)$$

где t — время. Из (3.3) и (3.4) следует, что

$$a = \frac{16\pi\epsilon_0 u_T v}{e} \quad (3.5)$$

Средний ток лавинной цепи

$$\langle I^* \rangle = \frac{1}{t_*} \int_0^{t_*} I^*(t) dt = \frac{ev_-}{\delta} \frac{N_*}{\ln(N_*/N_0)} \quad (3.6)$$

где $I^*(t)$ — мгновенное значение тока развивающейся лавины.

Окончательно для времени τ из формулы (3.2) с учетом (3.3), (3.5) и (3.6) было получено

$$\tau = \left(\frac{e\tau^*}{16\pi\epsilon_0 u_T v \gamma} \right)^{1/2} \ln A, \quad A = \frac{I_* \delta e \alpha}{16\pi\epsilon_0 u_T i_0 \tau^* v_-} \quad (3.7)$$

4. Сравнение результатов расчета с экспериментом. Рассмотренная модель развития разряда и рассчитанная величина времени формирования разряда τ позволяют объяснить имеющиеся экспериментальные результаты.

Согласно экспериментальным данным [7], для воздуха время формирования разряда τ при $E \sim 10^5$ в/см для промежутков длиной $\delta < \delta_0$ сильно возрастает с уменьшением δ , а при $\delta > \delta_0$ изменяется с увеличением δ слабо. При $\delta < \delta_0$ часть лавинных цепей за время τ успевает достичь анода, а при $\delta > \delta_0$ ток $I = I_*$ достигается еще до того, как лавинные цепи коснутся анода, поэтому время τ не зависит от δ . Это подтверждается формулой (3.7), так как длина промежутка δ стоит под знаком логарифма и в сущности не влияет на время τ .

В [7] было показано, что $\delta_0(E) \approx 2.7 \cdot 10^4 E^{-1}$ (кривая 1 на фигуре). Такое же соотношение между δ_0 и E можно получить из предложенной модели. Согласно этой модели $\delta_0 = v\tau$. Зависимость $\tau(E)$ для разрядов в воздухе при $p = 760$ тор и при $80 < E < 140$ кэ/см между медными электродами описывается кривой вида $\tau(E) \approx 0.12E^{-3/2}$ [8] (кривая 2 на фигуре). Если $v \sim v_- = 3.3 \cdot 10^6 (E/p)^{1/2}$ [15], то при атмосферном давлении (для $v/v_- \approx 2$) получим $\delta_0 \approx 2.7 \cdot 10^4 E^{-1}$, т. е. то же, что и в [7].

Для расчета теоретической зависимости $\tau(E)$ необходимо знать функции $u_T(E/p)$ и $\gamma(E/p)$. Для азота тепловая энергия электронов при $E/p = 10 \div 1000$ в·см⁻¹ • тор⁻¹ составляет $u_T = 0.3 (E/p)^{2/3}$ [14]. Для воздуха и медных электродов при

$E/p = 50 \div 100$ в.см⁻¹.тор⁻¹ $\gamma \sim (E/p)^{1,6}$ [16]. Так как $v \sim (E/p)^{1/2}$, то после подстановки u_T , v и γ в (3.7) получим, что при $p = \text{const}$, $\tau \sim E^{-1,4}$. Показатель у E удовлетворительно совпадает с экспериментальным, так как $\tau \sim E^{-3/2}$.

Количественную проверку рассчитанного времени τ провести трудно, так как величина γ сильно зависит от состояния поверхности катода. Кроме того, неизвестно соотношение между ионной и фотонной составляющими коэффициента γ , определенного в [16]. Для грубой оценки величины τ при $p = 760$ тор и $E \approx 10^5$ в/см примем $\gamma \approx 10^{-4}$ [12,16], $\tau^* = 4 \cdot 10^{-9}$ сек [12], $v \approx 10^8$ см/сек [8], $u_T \approx 5$ эв [14]. Для условий эксперимента в [5] параметр $A \approx 10^5$, т. е. $\ln A \sim 11,5$. При этих условиях $\tau \approx 10^{-9}$ сек, что удовлетворительно совпадает с измеренным в [3].

Поступила 1 VI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М., «Мир», 1968.
2. Fletcher R. C. Impulse breakdown in the 10^{-9} sec range of air at atmospheric pressure. Phys. Rev., 1949, vol. 76, No. 10, pp. 1501—1511.
3. Нестерихин Ю. Е., Комельков В. С., Мейлихов Е. З. Импульсный пробой малых промежутков в наносекундной области времен. Ж., техн. физ., 1964, т. 34, вып. 1, стр. 40—52.
4. Месяц Г. А., Бычков Ю. И. Статистическое исследование запаздывания пробоя коротких газовых промежутков в сверхвысоких электрических полях в наносекундном диапазоне. Ж. техн. физ., 1967, т. 37, вып. 9, стр. 1712.
5. Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Искольдский А. М. Время формирования разряда в коротких воздушных промежутках в наносекундном диапазоне времени. Ж. техн. физ., 1968, т. 38, вып. 8, стр. 1281—1287.
6. Месяц Г. А., Кремнев В. В., Коршунов Г. С., Янкелевич Ю. Б. Ток и напряжение искры при импульсном пробое газового промежутка в наносекундном диапазоне времени. Ж. техн. физ., 1969, т. 39, вып. 1, стр. 75—81.
7. Бычкова Л. Г., Бычков Ю. И., Месяц Г. А. Эффект сильного роста времени запаздывания пробоя газовых промежутков при высоких электрических полях. Изв. вузов, Физика, 1969, № 2, стр. 36—39.
8. Бычкова Л. Г., Бычков Ю. И., Месяц Г. А., Юрике Я. Я. Электронно-оптическое исследование развития электрического разряда в газе при высоких напряженностях электрического поля и одноэлектронном иницировании. Изв. вузов, Физика, 1969, № 11, стр. 24—27.
9. Воробьев В. В., Искольдский А. М. Импульсный пробой в однородном поле в воздухе при существенных перенапряжениях. Ж. техн. физ., 1966, т. 36, вып. 11, стр. 2095—2098.
10. Месяц Г. А., Искольдский А. М., Кремнев В. В., Бычкова Л. Г., Бычков Ю. И. О первичных и вторичных процессах при формировании разряда в коротких газовых промежутках в наносекундном диапазоне времени. ПМТФ, 1968, № 3, стр. 77—81.
11. Гуревич А. В. О некоторых особенностях омического нагревания электронного газа в плазме. ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 1, стр. 116—121.
12. Tholl H. Zur Entwicklung einer Elektronenlawine bei Überspannung in Stickstoff, Teil 1. Z. Naturforsch., 1964, Bd 19a, Nr 3, S. 346.
13. Либ Л. Основные процессы электрических разрядов в газах, М., Гостехтеориздат, 1950.
14. Schlumbohm H. Stoßionisierungs Koeffizient α , mittlere Elektronenenergien und die Beweglichkeit von Elektronen in Gasen. Z. Physik, 1965, Bd 184, S. 492.
15. Schlumbohm H. Messung der Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und positiven Ionen in Gasen. Z. Physik, 1965, Bd 182, S. 317.
16. Legler W. Über die UV-Strahlung von Elektronenlawinen in Luft. Z. Physik, 1955, Bd 143, № 2, S. 173—190.
17. Станкевич Ю. Л. Начальная стадия электрического разряда в плотных газах. Ж. техн. физ., 1970, т. 40, вып. 7, стр. 1476.