

Наносекундный объёмный разряд в воздухе, инициируемый пикосекундным пучком убегающих электронов

Г.А. Месяц, М.И. Яландин

Для исследования разряда в атмосферном воздухе использовался импульс напряжения с амплитудой 250 кВ и длительностью 1 нс. Разряд начинался с появления тока автоэлектронной эмиссии с катодного усилителя поля. Затем появлялся пучок убегающих электронов с амплитудой 0,5–1 А и длительностью 10^{-11} с. Взаимодействие этого пучка с импульсом напряжения исследовалось методом рефлектограмм. Событие разряда фиксировалось при смене полярности отражённого импульса. Если появление пучка убегающих электронов запаздывало на время Δt_1 , то задержка инверсии полярности запаздывала на время $\Delta t_2 = \Delta t_1 = 200$ пс. Это обусловлено малым временем формирования разряда (33 пс) из-за большого числа, порядка 10^8 , убегающих электронов, которые инициируют разряд. Время от начала разряда до начала инверсии напряжения не превышало 100 пс. Проведена теоретическая оценка этого процесса на основе идеи многоэлектронного инициирования разряда. Показано, что в этом эксперименте мы наблюдаем наносекундный разряд с многоэлектронным инициированием, которое создаётся убегающими электронами самого разряда.

Ключевые слова: импульс напряжения, автоэлектронная эмиссия, усилитель поля, убегающие электроны, рефлектограмма, многоэлектронное инициирование, разряд

PACS number: 51.50. + v

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038354>

Содержание

1. Введение (747).
 2. Методика эксперимента (748).
 3. Расчёт параметров разряда (749).
 4. Обсуждение результатов (750).
- Список литературы (751).

1. Введение

Исследование наносекундных электрических разрядов в атмосферном воздухе первоначально было направлено на проверку применимости стримерной теории в условиях двукратного перенапряжения на промежутке [1]. Перенапряжение — это $\Delta = E/E_s$, где E — электрическое поле, при котором начинается разряд, E_s — статическое пробивное поле, определяемое законом Пашена. Практический интерес к таким разрядам был связан с разработкой методов генерирования высоковольтных наносекундных импульсов [2, 3], необходимых для исследований в области физики диэлектриков, физики плазмы, лазерной физики, ядерной физики, сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники, а также физики разрядов в газе.

Эти исследования привели к обнаружению ряда новых физических эффектов, которые не наблюдались в

микросекундном диапазоне. Например, в наносекундном диапазоне время формирования разряда может быть меньше, чем время роста лавины до критического размера и время высвечивания атомов и молекул газа. В этом случае механизм стримерного разряда в классическом виде перестаёт существовать, а большую роль в разряде начинает играть ток инициирующих электронов. Наступает момент, в который суммарный ток лавин от этих электронов достигает больших величин, чем при образовании стримера. Иницирующие электроны обычно создаются ультрафиолетовой подсветкой катода и промежутка [1, 4–6]. В этом случае говорят, что разряд происходит при многоэлектронном инициировании. Подавляющее большинство исследований нано- и субнаносекундных разрядов в газах проведено именно в таких условиях [1, 4–6]. Неучёт этих факторов привёл Флетчера [1] к ошибочному выводу о том, что при возрастании приведённого электрического поля E/p (p — давление газа) до $160 \text{ В (см Торр)}^{-1}$ в атмосферном воздухе при миллиметровых промежутках справедлива стримерная теория разряда. В экспериментах [1] количество начальных электронов в катодной зоне составляло 10^4 , поэтому разряд происходил по сценарию многоэлектронного инициирования, что и было впервые доказано в [5].

Этот сценарий реализуется также тогда, когда весь газ в промежутке между катодом и анодом был предварительно ионизован. Такой процесс будет аналогичен СВЧ-разряду на его первой полуволне [4]. Эффективное инициирование разряда будет также происходить при рентгеновском облучении промежутка или при прямой инжекции в газ электронного пучка [6, 7]. Необходимо подчеркнуть, что многоэлектронное инициирование обуславливает объёмный характер разряда [6], который иногда называют диффузным. Открытие таких разрядов явилось важнейшим достижением исследований с

Г.А. Месяц⁽¹⁾, М.И. Яландин⁽²⁾

⁽¹⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Институт электрофизики УрО РАН,

ул. Амурдсена 106, 620016 Екатеринбург, Российская Федерация
E-mail: ⁽¹⁾ mesyats@sci.lebedev.ru, ⁽²⁾ yalandin@ier.uran.ru

Статья поступила 26 апреля 2018 г.

применением высоковольтной наносекундной техники [5–7]. Например, создание газовых лазеров с использованием таких разрядов стало большим прорывом в лазерной технике.

При большом перенапряжении на промежутке, которое имеет место в наносекундном диапазоне, существует эффект самоторможения электронных лавин, когда скорость роста числа электронов, достигнув определённой величины, замедляется. Кроме того, при увеличении электрического поля на промежутке существенное влияние на развитие разряда начинает оказывать автоэлектронная эмиссия из микроострий на поверхности катода. При величине среднего поля в промежутке до 10^6 В см $^{-1}$ поле на кончике микроострий достигает 10^8 В см $^{-1}$. Для электрического взрыва этих острий, например, на вольфрамовом катоде необходимо время $< 10^{-9}$ с, после чего появляется взрывная эмиссия электронов [3].

Один из наиболее интересных эффектов, который был обнаружен в наносекундном разряде, — это явление убегания электронов (УЭ) [8]. Электроны в плазме газового разряда приобретают энергию направленного движения от электрического поля и расходуют её главным образом на ионизацию и возбуждение нейтральных частиц. При высоких величинах E/p энергия, приобретаемая электроном на единице длины пути, может превышать энергию, отдаваемую в неупругих столкновениях, поэтому электроны будут переходить в режим непрерывного ускорения [9]. Изучению этого явления посвящено много работ [5, 6, 10–13]. Однако исследование разряда только в наносекундном диапазоне имеет ограничение из-за невозможности достичь значительно больших перенапряжений. Создание техники высоковольтных пикосекундных импульсов [14] позволило изучить новые свойства пучков УЭ, так как в этом случае можно иметь перенапряжение на промежутке, приближающееся к десятикратному [14–19]. Однако оставались неизученными свойства самого разряда, в котором появляются УЭ. Поэтому мы попытаемся внести некоторую ясность в данный вопрос, используя метод рефлектограмм [17, 18].

2. Методика эксперимента

Для проведения эксперимента использовался импульс напряжения с амплитудой 250 кВ и длительностью на полувывоте 1 нс, который подавался в режиме бегущей волны к газоразрядному диоду по коаксиальной линии с волновым сопротивлением $Z = 60$ Ом (рис. 1а). Разрядник был образован разомкнутой кромкой центрального электрода и замкнутым торцом внешнего проводника коаксиальной линии. Перед началом разряда напряжение на промежутке удваивалось до 500 кВ, так как генератор работал в режиме холостого хода. Конфигурация диода показана на рис. 1б. Длина промежутка $d = 2$ см. На катоде встроен усилитель поля, представляющий собой стальной цилиндр с закруглёнными краями высотой $h = 1$ мм и радиусом $R_a = 0,2$ мм. Увеличение поля, благодаря которому появляются УЭ, происходит в зоне этого усилителя на расстояниях в несколько миллиметров от поверхности катода [16]. В остальной части зазора поле определяется макроскопической частью катода и составляет 250 кВ см $^{-1}$. За анодной фольгой разрядного промежутка располагался коллекторный датчик D_e с пикосекундным временным разрешением, который регистрирует ток убегających электронов. Информацию о режиме пробоя можно было получить, анализируя сигналы с датчика напряжения D_v (рис. 1а). Первый из сигналов — это импульс на-

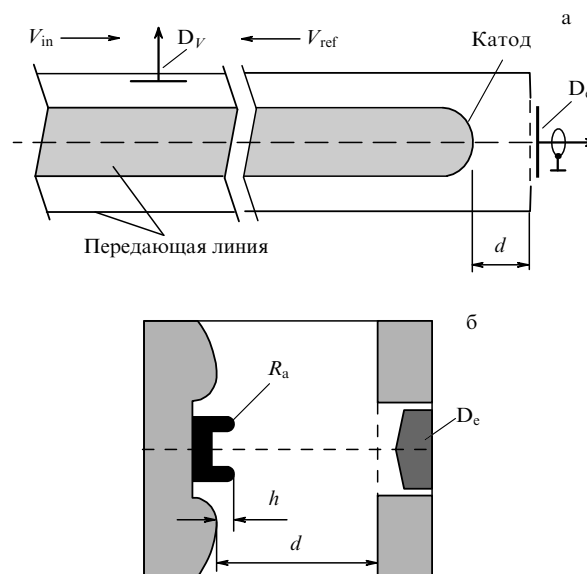


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента (а) и устройство разрядного промежутка с катодным усилителем электрического поля (б).

пряжения $V_{in}(t)$ от импульсного генератора, а второй — рефлектограмма $V_{ref}(t)$ — импульс, отражённый от диода. Последний регистрируется с задержкой 4 нс, которая равна времени двойного пробега волны по передающей линии.

На рисунке 2 показаны осциллограммы импульсов напряжения от импульсного генератора и тока УЭ. Из рисунка видно, что ток убегających электронов инициирует разряд в диоде. Было показано, что если снижать амплитуду напряжения падающего импульса, то начиная с некоторого напряжения пучок УЭ вообще не формируется. Если амплитуду импульса увеличить настолько, что ток УЭ возникает вблизи максимума импульса, то, согласно рефлектограмме на рис. 2а, развивается разряд. Об этом говорит инверсия полярности отражения на отрезке времени, сравнимом по длительности с τ_1 . Важно, что амплитуда инвертированного отражения оказывается не меньше по модулю той "прифронтовой" части падающего импульса, которая до пробоя была отражена в режиме холостого хода, т.е. удваивалась. Это видно на коротком униполярном отражении с длительностью τ_2 .

Событие разряда по осциллограммам, приведённым на рис. 2, легче всего фиксировать, когда полярность заднего фронта отражённого импульса напряжения меняет знак. Если формирование пучка УЭ запаздывает на время Δt_1 (рис. 2б), то задерживается и инверсия полярности отражения на время Δt_2 . В специальных измерениях было показано, что Δt_1 и Δt_2 , равные примерно 200 пс, совпадают между собой с точностью не хуже 10 пс. Видно, однако, что сдвиг момента появления пучка УЭ ближе к моменту окончания импульса напряжения τ_3 приводит к уменьшению амплитуды инвертированного отражения. Следовательно, если пробой начинается вблизи заднего фронта падающего импульса, то он оказывается незавершённым.

Необходимо пояснить, как по осциллограммам на рис. 2а и б определить напряжение и ток разряда. Началом возрастания тока разряда является точка на рефлектограмме, при которой начинается снижение напряжения. В тот момент, когда напряжение меняет знак, в промежутке уже протекает ток более 4 кА. В этой точке

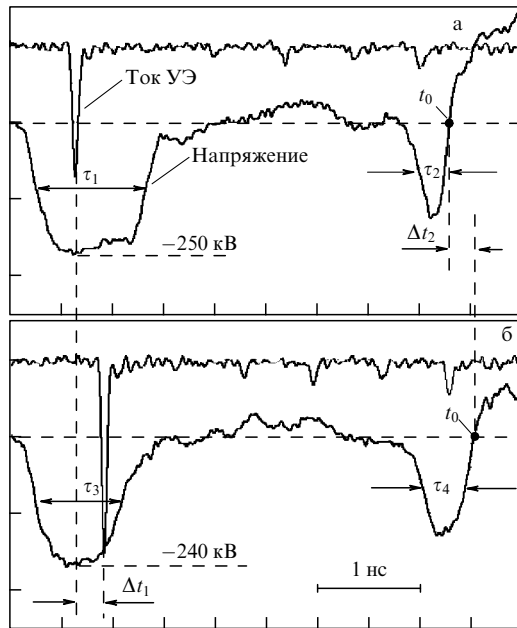


Рис. 2. Рефлектометрические измерения импульса напряжения, поступающего на катод разрядного промежутка, и сигналы с датчика тока убегающих электронов, эмитируемых в различные моменты времени по отношению к импульсу напряжения.

сопротивление разрядного промежутка D равно волновому сопротивлению Z коаксиальной передающей линии. Проведённые рефлектометрические измерения подтверждают, что именно поток УЭ, а не опережающая его подсветка газа квантами из области прикатодных лавин инициирует разряд в атмосферном газовом промежутке [12].

3. Расчёт параметров разряда

Известно, что инициирование наносекундных газовых разрядов может производиться электронным пучком от постороннего источника [7]. В нашем случае электроны, инициирующие разряд, представляют собой пучок УЭ, который создаётся в катодной зоне исследуемого промежутка. Этот пучок проходит через газ и ионизует его. Для оценки концентрации плазмы при такой ионизации должна быть известна объёмная скорость возникновения электрон-ионных пар в промежутке ψ [см⁻³ с⁻¹]. Для строгих расчётов последней величины необходимо воспользоваться методом Монте-Карло [20]. Для наших оценок достаточно рассмотреть простейшую ситуацию, в которой пучок электронов с начальной энергией T_0 входит в слой газа со стороны катода в направлении оси x через бесконечную плоскость с координатой $x = 0$.

В общем случае распределение потерянной энергии по длине зазора описывается кривой $D(x)$, которая зависит от процессов торможения и рассеяния электронов. Поскольку потери энергии на единице длины пути пропорциональны плотности вещества ρ , обычно используют величину $D(x)$, измеряемую в единицах [эВ см² г⁻¹]. Тогда скорость ионизации газа связана с плотностью тока пучка быстрых электронов на входе в газ соотношением

$$\psi = \frac{j_e D(x) \rho}{e \bar{\epsilon}}, \quad (1)$$

где $\bar{\epsilon}$ — средняя энергия образования электрон-ионной пары в электронвольтах, e — заряд электрона, j_e —

плотность тока пучка УЭ, ρ — удельный вес воздуха. Для оценки глубины пробега электронов в газе необходимо найти их средний пробег R_0 , а для определения $D(x)$ — потери энергии электрона на единицу длины B_0 в начале его движения, т.е. при $x = 0$.

Учитывая, что спектр энергии электронов в пучке УЭ изменяется от энергии надтепловых частиц до 500 кэВ, примем, что электроны пучка имеют среднюю энергию $T_0 = 250$ кэВ. В этом случае для воздуха при атмосферном давлении $B_0 = 2,2 \times 10^6$ эВ см² г⁻¹, а $R_0 = 71,9 \times 10^{-3}$ г см⁻² [6]. Величины B_0 и R_0 являются приведёнными к удельному весу газа. При атмосферном давлении воздуха $\rho = 1,5 \times 10^{-3}$ г см⁻³. Для принятой нами энергии УЭ длина пробега электронов $R = R_0/\rho = 47,3$ см, т.е. $R \gg d$. Длина экстраполированного пробега электронов также много больше длины промежутка d [6]. Следовательно, можно принять, что $D(x) = B_0 = \text{const}$. Средняя энергия образования электрон-ионной пары $\bar{\epsilon} = 35$ эВ, а плотность тока в нашем эксперименте примерно $j_e = 0,5$ А см⁻², поэтому $\psi = 2,9 \times 10^{20}$ см⁻³ с⁻¹.

Мы имеем дело с разрядом, аналогичным предложенному в [7] разряду с внешней ионизацией пучком электронов, используемому для накачки газовых лазеров и запуска высоковольтных газовых коммутаторов [3, 21–23]. Если $R \gg d$, то разряд будет объёмным [22]. Для этого разряда, как и для тлеющего, характерно наличие прикатодной области длиной l_c с напряжением на ней U_c , когда $l_c \ll d$, $U_c \ll U_0$, где U_0 — амплитуда импульса напряжения, d — длина промежутка. Таким образом, основная часть промежутка будет занята квазинейтральной плазмой, которую по аналогии с тлеющим разрядом назовём положительным столбом.

Подвижность электронов много больше подвижности ионов, поэтому для тока разряда справедливо соотношение

$$i = envs, \quad (2)$$

где v — скорость дрейфа электронов, n — концентрация электронов в плазме, s — площадь сечения столба разряда. Величина n определяется из уравнения

$$\frac{dn}{dt} = \alpha vn + \psi + q, \quad (3)$$

где α — коэффициент ударной ионизации, q — скорость образования термализованных электронов в единице объёма газа. Ввиду кратковременности процесса мы пренебрегаем дрейфом ионов, а также диффузией и рекомбинацией электронов. Кроме того, мы не будем учитывать термализацию электронов, хотя понимаем её важную роль в увеличении поля в плазме разряда и, возможно, в появлении второго пучка УЭ.

Для классификации газовых разрядов с участием пучков электронов обычно сравнивают длительность импульса напряжения t_p и длительность пучка инжектируемых электронов t_e . Существует три типа таких разрядов [6]. Для разрядов первого типа время $t_e \ll t_p$, а $\Delta \ll 1$, т.е. имеет место сильное недонапряжение. В этом случае при обрыве тока электронов ток разряда прекращается. Для разрядов второго типа $t_e \approx t_p$, а $\Delta < 1$. Это несамостоятельные тлеющие разряды высокого давления, поддерживаемые пучками электронов. В случае разрядов третьего типа, когда $\Delta > 1$, пучок электронов инициирует разряд и он становится самостоятельным.

В нашем случае имеем разряд третьего типа, так как длительность пучка УЭ составляет несколько десятков пикосекунд, а длительность импульса напряжения в нашем эксперименте $t_p = 10^{-9}$ с. При этом перенапряжение

на промежутке $\Delta = 8$. Поскольку $t_e \ll t_p$, можно считать, что все электроны в пучке УЭ поступают в промежуток одновременно. Общее количество электронов в пучке $N_e = i_e t_e / e$. В нашем эксперименте N_e порядка 10^8 . Площади сечения столба разряда и пучка УЭ считаются одинаковыми, $S \approx 1 \text{ см}^2$.

Разряд начинается с образования плазмы в результате ионизации газа пучком УЭ. Концентрация этой первоначальной плазмы

$$n_0 = \psi t_e. \quad (4)$$

Затем концентрация плазмы возрастает по экспоненциальному закону за счёт ударной ионизации газа электронами:

$$n = n_0 \exp \int_0^t \alpha v dt. \quad (5)$$

Подставляя (5) в соотношение (2), получим связь между током разряда i , электрическим полем E и временем t :

$$i = i_0 \exp \int_0^t \alpha v dt, \quad (6)$$

где

$$i_0 = \frac{e B_0 \rho v N_e}{\bar{e}}. \quad (7)$$

Чтобы рассчитать ток в разряде $i(t)$, необходимо иметь в виду, что поле E будет зависеть также от наличия в разрядной цепи волнового сопротивления Z коаксиальной линии. Это учитывается уравнением Кирхгофа для разрядного контура, которое устанавливает зависимость между током i и напряжением U промежутка,

$$i = \frac{U_0 - U}{Z}, \quad (8)$$

где U_0 — амплитуда импульса напряжения. Скорость дрейфа электронов v и коэффициент ударной ионизации α в воздухе в диапазоне $E/p = 100 - 800 \text{ В (см Торр)}^{-1}$ определяем из соотношений [24]

$$v = C \left(\frac{E}{p} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \left(- \frac{B}{E/p} \right), \quad (10)$$

где $A = 15$, $B = 365$, $C = 3,3 \times 10^6$. Решая уравнения (6) и (8), с учётом соотношений (9) и (10) мы можем рассчитать напряжение, ток и время формирования разряда.

Для определения тока разряда i и напряжения на промежутке U воспользуемся теорией импульсного разряда в газе с многоэлектронным иницированием [3, 5]. Для этого приравняем ток из формул (6) и (8), прологарифмируем левую и правую части, а затем продифференцируем их. С учётом формул (9) и (10) для определения величин α и v получим уравнение, по которому можно рассчитать напряжение на разрядном промежутке:

$$\frac{dx}{dt} = - \frac{a(1-x)x^{3/2}}{1+x} \exp \left(- \frac{b}{x} \right), \quad (11)$$

$$a = 2ApC \left(\frac{U_0}{pd} \right)^{1/2}, \quad b = \frac{B}{U_0/pd}, \quad (12)$$

где $x = U/U_0$. Из формулы (8) следует, что ток i и напряжение U связаны соотношением $x = 1 - y$, где

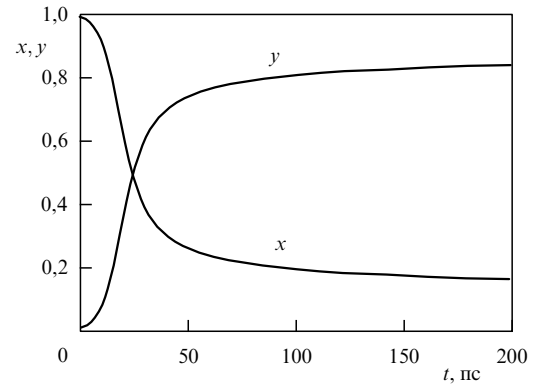


Рис. 3. Теоретические зависимости относительных величин напряжения $x = U/U_0$ и тока $y = iZ/U_0$ от времени.

$y = iZ/U_0$. Поэтому из (11) получим уравнение для определения тока i :

$$\frac{dy}{dt} = \frac{ay(1-y)^{3/2}}{2-y} \exp \left(\frac{b}{1-y} \right). \quad (13)$$

Для исследуемого промежутка $a = 1,37 \times 10^{12}$, $b = 1,11$. Зависимости величин напряжения $x(t)$ и тока $y(t)$ приведены на рис. 3.

4. Обсуждение результатов

Началом наносекундного разряда считается достижение разрядным током некоторой величины $i_1 = \kappa U_0/Z$, где $\kappa \ll 1$. При наличии идеально крутого фронта импульса в качестве времени формирования разряда τ принимают время от прихода импульса напряжения до момента достижения током величины i_1 . В классическом случае исследования нано- и субнаносекундных электрических разрядов предыонизация происходит до поступления импульса напряжения на промежуток. Это накладывает ограничение на измерение времени формирования разряда из-за конечности длительности фронта импульса. Так как существующие измерения проводились при длительности фронта импульса $\geq 3 \times 10^{-10} \text{ с}$, измеренное наименьшее время формирования разряда в атмосферном воздухе составило $5 \times 10^{-10} \text{ с}$ [1, 5]. В нашем эксперименте (рис. 2а) этой проблемы можно избежать, так как пучок УЭ имеет длительность порядка 10^{-11} с и поступает в промежуток в тот момент, в который напряжение имеет амплитудное значение. Это позволяет измерять существенно меньшие времена по сравнению с теми, которые измерялись до сих пор.

Оценим по формулам (6) и (7) время формирования разряда τ . За него принимается время между появлением пучка УЭ и достижением тока разряда $i = i_1$. Для оценок рассмотрим осциллограмму на рис. 2а, так как на ней вершина импульса является почти плоской, поэтому можно считать, что электрическое поле постоянно во времени, $E \approx E_0$. Следовательно, величины α и v тоже можно считать постоянными при $E/p = 330 \text{ В (см Торр)}^{-1}$. Из (6) следует, что время формирования разряда

$$\tau = (\alpha v)^{-1} \ln \frac{i_1}{i_0}. \quad (14)$$

Так как амплитуда импульса тока рефлектограмм равна 8,34 кА, то при $\kappa = 0,01$ ток $i_1 = 83,4 \text{ А}$. При указанных

выше величинах B_0 и N_e , используя формулы (9) и (10) для определения α и v , получим, что время формирования разряда в атмосферном воздухе в условиях нашего эксперимента составляет $\tau = 33$ пс. Оно более чем в два раза меньше, чем в случае обычного субнаносекундного разряда в воздухе с многоэлектронным инициированием [4, 6]. Интересно, что для такого уменьшения времени τ потребовалось увеличить количество инициирующих электронов с 10^4 [1, 5] в обычном эксперименте до 10^8 в условиях с убегающими электронами. Поэтому при восьмикратном перенапряжении время формирования разряда становится таким малым, что время Δt_1 между появлением пучков УЭ в двух разрядах точно совпадает с временем Δt_2 между двумя фиксированными точками разрядного тока на рефлектограмме.

Из рисунка 3 видно, что, согласно теории многоэлектронного инициирования, ток в промежутке имеет два участка: один с быстрым подъёмом тока, а другой — с медленным. В соответствии с формулой (8) два участка будут и на зависимости напряжения от времени: один быстрый, а другой медленный. Переход от одного к другому происходит примерно при времени $t = 100$ пс и напряжении $U \approx 0,2U_0$.

Наличие быстрого и медленного спада напряжения наблюдается и на рефлектограмме (рис. 2а) примерно на том же уровне напряжения. Медленный спад обусловлен тем, что величины α и v убывают из-за уменьшения поля в промежутке, связанного с возрастанием падения напряжения на сопротивлении Z при увеличении разрядного тока. Одной из характеристик стадии быстрого спада напряжения является момент t_0 , в который рефлектограмма напряжения меняет полярность. Это происходит при $x = 0,5$. Из кривой на рис. 3 видно, что время $t_0 = 25$ пс. Необходимо учесть, что для оценки общего времени от начала инициирования разряда необходимо к t_0 добавить время формирования разряда τ . В этом случае мы получим, что время от начала разряда до начала инверсии напряжения составляет 58 пс. Согласно эксперименту (рис. 2а) это время не менее 100 пс. Такая разница объясняется наличием собственной ёмкости разрядного промежутка, которая составляет $\sim 10^{-12}$ Ф, а также переходной характеристикой осциллографа, длительность которой 26 пс. Время t_0 находится в области наиболее быстрого возрастания тока, поэтому параметры переходного процесса в контуре оказывают наибольшее влияние на временные характеристики рефлектограмм.

Таким образом, в проведённом нами эксперименте мы имеем наносекундный многоэлектронный разряд в воздухе, который инициируется убегающими электронами, созданными самим разрядом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №14-22-00273).

Список литературы

1. Fletcher R C *Phys. Rev.* **76** 1501 (1949)
2. Воробьев Г А, Месяц Г А *Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов* (М.: Атомиздат, 1963)
3. Mesyats G A *Pulsed Power* (New York: Kluwer Acad. Plenum Publ., 2004)
4. Felsenthal P, Proud J M *Phys. Rev.* **139** A1796 (1965)
5. Месяц Г А, Бычков Ю И, Искольдский А М *ЖТФ* **38** 1281 (1968); Mesyats G A, Bychkov Yu I, Iskol'dskii A M *Sov. Phys. Tech. Phys.* **13** 1051 (1969)
6. Korolev Yu D, Mesyats G A *Physics of Pulsed Breakdown in Gases* (Yekaterinburg: URO-Press, 1998)
7. Ковальчук Б М, Кремнев В В, Месяц Г А *ДАН СССР* **191** 76 (1970); Koval'chuk B M, Kremnev V V, Mesyats G A *Sov. Phys. Dokl.* **15** 267 (1970)
8. Станкевич Ю Л, Калинин В Г *ДАН СССР* **177** 72 (1967); Stankevich Yu L, Kalinin V G *Sov. Phys. Dokl.* **12** 1042 (1968)
9. Гуревич А В *ЖЭТФ* **39** 1296 (1960); Gurevich A V *Sov. Phys. JETP* **12** 904 (1961)
10. Бабич Л П, Лойко Т В, Цукерман В А *УФН* **160** (7) 49 (1990); Babich L P, Loiko T V, Tsukerman V A *Sov. Phys. Usp.* **33** 521 (1990)
11. Babich L P *High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment and Natural Phenomena* (Arlington Va.: Futurepast, 2003)
12. Tarasenko V F (Ed.) *Generation of Runaway Electron Beams and X-Rays in High Pressure Gases* (New York: Nova Science Publ., 2016)
13. Levko D, Yatom S, Krasik Ya E *J. Appl. Phys.* **123** 083303 (2018)
14. Месяц Г А, Яландин М И *УФН* **175** 225 (2005); Mesyats G A, Yalandin M I *Phys. Usp.* **48** 211 (2005)
15. Яландин М И и др. *Письма в ЖТФ* **37** (8) 56 (2011); Yalandin M I et al. *Techn. Phys. Lett.* **37** 371 (2011)
16. Месяц Г А и др. *Физика плазмы* **38** 34 (2012); Mesyats G A et al. *Plasma Phys. Rep.* **38** 29 (2012)
17. Gurevich A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 085002 (2012)
18. Gurevich A V et al. *Phys. Lett. A* **375** 2845 (2011)
19. Тарасенко В Ф и др. *Физика плазмы* **42** 376 (2016); Tarasenko V F et al. *Plasma Phys. Rep.* **42** 369 (2016)
20. Belomytsev S Ya et al. *J. Appl. Phys.* **123** 043309 (2018)
21. Yalandin M I et al. *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insulator* **17** 34 (2010)
22. Бычков Ю И, Королёв Ю Д, Месяц Г А *УФН* **126** 451 (1978); Bychkov Yu I, Korolev Yu D, Mesyats G A *Sov. Phys. Usp.* **21** 944 (1978)
23. Mesyats G A, Osipov V V, Tarasenko V F *Pulsed Gas Lasers* (Bellingham, Wash.: SPIE Optical Engineering Press, 1995)
24. Грановский В Л *Электрический ток в газе* (М.: Наука, 1971)

Nanosecond volume discharge in air initiated by a picosecond runaway electron beam

G.A. Mesyats⁽¹⁾, M.I. Yalandin⁽²⁾

⁽¹⁾ Lebedev Physical Institute, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Institute of Electrophysics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, ul. Amundsena 106, 620016 Ekaterinburg, Russian Federation. E-mail: ⁽¹⁾ mesyats@sci.lebedev.ru, ⁽²⁾ yalandin@iep.uran.ru

A voltage pulse with an amplitude of 250 kV and duration of 1 ns was used to study discharge in atmospheric air. The discharge commences with emergence of a field emission current from the cathode field enhancer. Next, a beam of runaway electrons with an amplitude of 0.5–1 A and duration 10^{-11} s appears. Interaction between the beam and the voltage pulse was investigated using the reflectometry method. The discharge event was identified by the reversal of reflected pulse polarity. If the emergence of the runaway electron beam is delayed by a time interval of Δt_1 , polarity inversion is delayed by the time of $\Delta t_2 = \Delta t_1 = 200$ ps. This is due to the small discharge formation time, 33 ps, as a result of the large number of runaway electrons (about 10^8) that initiate the discharge. The time interval between the beginning of the discharge and that of the voltage inversion is no longer than 100 ps. This process is theoretically estimated based on the concept of the multielectron initiation of the discharge. It is shown that observed in the experiment is the nanosecond multielectron-initiation discharge produced by the runaway electrons of the discharge itself.

Keywords: voltage pulse, field emission, field enhancer, runaway electrons, reflectogram, multi-electron initiation, discharge

PACS number: **51.50. + v**

Bibliography — 24 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (7) 747–751 (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038354>

Received 26 April 2018

Physics – Uspekhi **62** (7) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.06.038354>