

ИМПУЛЬСНЫЙ ПРОБОЙ МАЛЫХ ПРОМЕЖУТКОВ В НАНОСЕКУНДНОЙ ОБЛАСТИ ВРЕМЕН

Ю. Е. Нестерихин, В. С. Комельков и Е. З. Мейлихов

Введение

Пробой в наносекундной области времен, помимо многочисленных практических приложений (быстродействующие схемы, схемы формирования импульсов с крутыми фронтами и др.), интересен еще и тем, что в этом диапазоне оказываются соизмеримыми времена протекания некоторых элементарных процессов (например, высвечивания возбужденных молекул, лавинного нарастания) с временем самого явления.

Это обстоятельство накладывает вполне ощутимый отпечаток и на статистику времен запаздывания пробоя, которая не подчиняется обычному гауссовскому распределению.

По сравнению с опытами Флетчера [1] в описываемых ниже экспериментах использовались импульсы с более крутыми фронтами, аппаратура большего разрешения и вариация давлений газа в промежутке, что позволило определить времена запаздывания пробоя при более высоких перенапряжениях, чем это имело место в предшествующих исследованиях.

Схема установки

Принципиальная схема установки для измерения времени формирования пробоя представлена на рис. 1.

В отличие от генератора высоковольтных импульсов, разработанного Флетчером [1], в данном генераторе был использован дополнительный обостряющий промежуток, подсвечиваемый искрой, позволяющий получить более крутой фронт импульса.

Разрядник P_1 работал в режиме самопробоя с постоянным облучением промежутка ртутно-кварцевой лампой СВДШ. Для зарядки кабельной линии L_1 применялся высоковольтный выпрямитель, позволявший получать напряжение отрицательной полярности до 50 кв. Длительность фронта импульса после трехэлектродного разрядника P_1 достигает 20 нсек. Зазор между электродами обострителя P_3 устанавливается с таким расчетом, чтобы время запаздывания пробоя превышало длительность фронта падающего на него импульса. При этом пробой возникает только после срабатывания аналогичного ему разрядника P_2 и прихода ультрафиолетового излучения от его искры на катод P_3 . Зазор между электродами подсвечивающего разрядника P_2 выбран таким образом, чтобы пробой наступал через несколько наносекунд после появления импульса напряжения. Так как этот последний приходит к P_3 на 20 нсек. раньше, чем к P_2 (что достигается выбором различных длин кабелей L_2 и L_3), то пробой в P_3 наступает за фронтом первичного импульса, созданного P_1 . Тем самым достигается сокращение фронта за разрядником P_3 .

Система двух оптически связанных разрядников P_2 и P_3 позволяет получать два жестко синхронизированных (с точностью до $2 \cdot 10^{-10}$ сек.) импульса амплитудой до 25 кв (на согласованной нагрузке) с фронтами

$\tau_3 \sim 0.2$ нсек. (после обострителя P_3) и $\tau_2 \sim 0.5$ нсек. (после разрядника P_2) и длительностью около 500 нсек.

Исследуемый разрядник P_4 , устройство которого показано на рис. 2, представляет собой двухэлектродный вакуумный разрядник, позволяю-

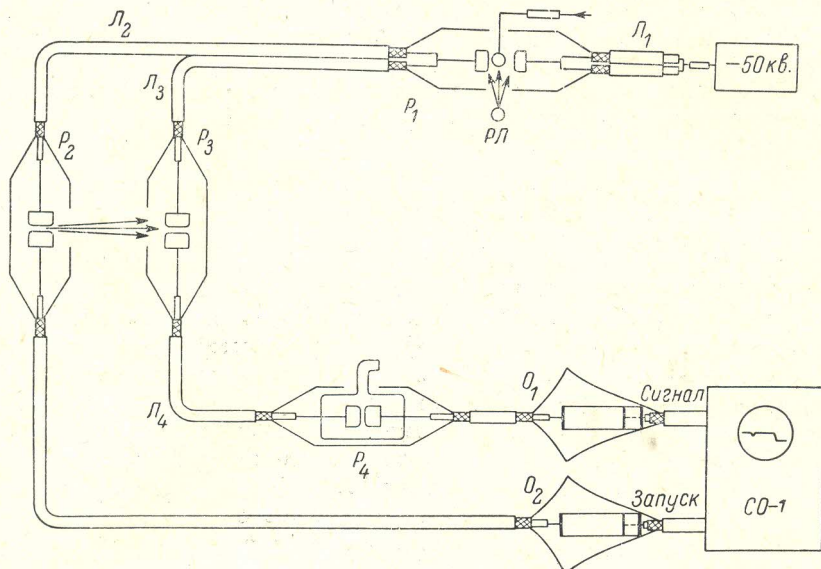


Рис. 1. Схема установки.

$L_1 - L_4$ — зарядные линии; P_1 — трехэлектродный разрядник; P_2, P_3 — двухэлектродные оптически связанные разрядники; P_4 — исследуемый разрядный промежуток; O_1, O_2 — ослабители импульсов, согласованные с кабельными линиями; $РЛ$ — ртутная лампа СВДШ.

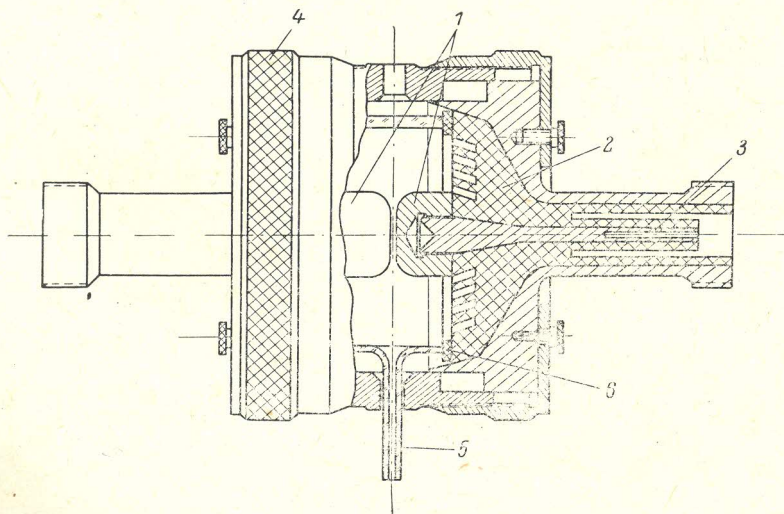


Рис. 2. Исследуемый разрядник с откачиваемым объемом.

1 — электроды (латунь или алюминий); 2 — изоляция ввода; 3 — место подсоединения кабельного ввода; 4 — металлический корпус разрядника; 5 — место откачки; 6 — вакуумная прокладка.

щий заменять электроды и регулировать расстояние между ними с точностью до 10^{-3} см, а также изменять состав и давление газа в промежутке.

Все разрядники схемы рассчитаны на работу с кабелем РК-6 и имеют волновое сопротивление около 50 ом.

Для регистрации тока использовался осциллограф типа СО-1 с трубкой на бегущей волне.

Измерение формы импульса напряжения или тока производилось с помощью омических делителей, выполненных на основе согласованных ослабителей O_1 и O .

Весь измерительный тракт обладает полосой пропускания более 1000 мггц.

Временное разрешение осциллографа около $5 \cdot 10^{-11}$ сек. Измерения проводились на развертках длительностью 10 и 30 нсек.

Результаты эксперимента

§ 1. Пробой в однородном поле

Исследовался импульсный пробой коротких воздушных промежутков с однородным полем. Амплитуда импульсов $V=18$ кв, длительность фронта $2 \cdot 10^{-10}$ сек., длительность импульса около 500 нсек. Величина

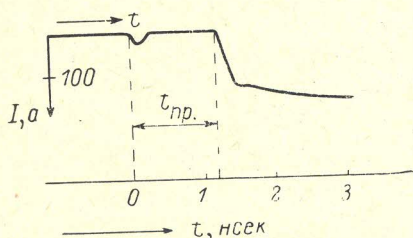


Рис. 3. Форма импульса тока в исследуемом промежутке.

$t_{пр.}$ — время запаздывания пробоя.

разрядного промежутка между латунными (или алюминиевыми) электродами диаметром около 20 мм (профиль электродов близок к профилю электродов Роговского) изменялась в пределах $0.062 \div 0.122$ см, давление воздуха менялось от 160 до 1100 мм рт. ст. Таким образом, эксперимент охватывал диапазон значений $\frac{E}{p}$ от 160 до 1500 в/см мм рт. ст., а коэффициент перенапряжения при $p=760$ мм рт. ст. менялся от 2.8 до 4.5.

Типичные осциллограммы тока через исследуемый промежуток представлены на рис. 3. Первый небольшой выброс на осциллограмме (амплитудой ~ 20 а) соответствует емкостному току через разрядник в момент прихода импульса напряжения.¹

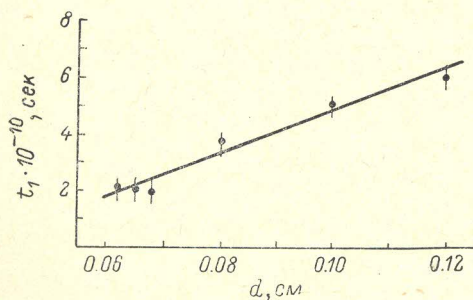


Рис. 4. Зависимость характерного времени t_1 от длины промежутка при пробое в однородном поле. $p=760$ мм рт. ст., $V=18$ кв.

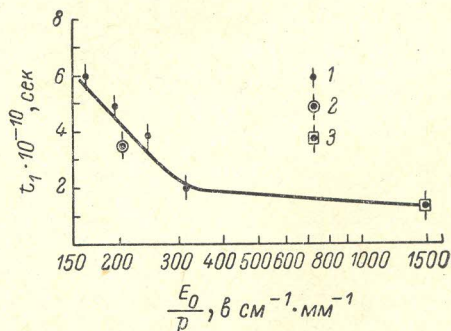


Рис. 5. Зависимость характерного времени t_1 от давления p и поля E_0 в промежутке.

$V=18$ кв. 1 — $p=760$, 2 — 1200, 3 — 160 мм рт. ст.

Этот выброс использовался в качестве момента, фиксирующего приход импульса. Резкий скачок тока, наблюдаемый на осциллограммах, соответствует резкому возрастанию проводимости в разрядном промежутке, т. е. фиксирует момент завершения пробоя.

¹ Трудно установить, имеется ли в этом первом толчке тока составляющая, определяемая развитием предпробойных процессов в промежутке, так как последняя в наших условиях на несколько порядков ниже емкостной составляющей тока.

Расстояние между первым выбросом и резким скачком тока соответствует времени запаздывания пробоя. Точное сопоставление осциллограмм позволило обнаружить дискретность в распределении времен запаздывания пробоев.

Последние оказались кратными характерному времени t_1 , которое в зависимости от величины $\frac{E}{p}$ меняется от $2 \cdot 10^{-10}$ до $6 \cdot 10^{-10}$ сек.

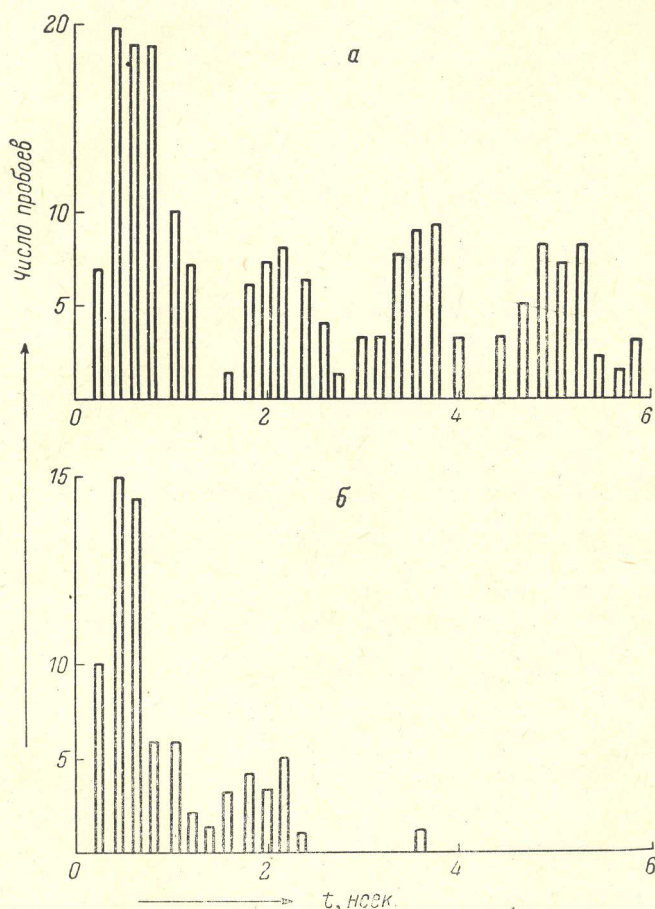


Рис. 6. Распределение числа пробоев в зависимости от времени запаздывания.

$V = 18$ кв. а — неосвещенный промежуток $d = 0.68$ мм; б — освещенный промежуток $d = 0.62$ мм.

Точность измерения времени запаздывания составляет примерно $\pm 5 \cdot 10^{-11}$ сек., что в несколько раз меньше времени t_1 . Обнаружено также, что время t_1 не зависит от материала и состояния поверхности электродов (очистка электродов предпринималась после серии опытов в 50—100 разрядов) и времени между последовательными пробоями (последнее менялось от 1 сек. до 1 мин.). В результате проведенных измерений установлены зависимости времени t_1 от длины промежутка d и величины $\frac{E}{p}$, изображенные на рис. 4, 5.

Общее число обработанных осциллограмм пробоя более тысячи. Из них около половины (500 осциллограмм) относится к пробоям с $d = 0.68$ мм. Число обработанных осциллограмм для остальных значений d около ста в каждом случае.

Статистическая закономерность распределения числа пробоев в зависимости от времени запаздывания определяется условиями пробоя (и, в частности, интенсивностью освещения катода). Она представлена на рис. 6. Вверху — пробой неосвещенного промежутка $d=0.68$ мм; внизу — пробой промежутка $d=0.62$ мм, подсвечиваемого искрой одного из разрядников P_2, P_3 . По оси ординат отложено число пробоев с данным временем запаздывания. Видно, что при сильном освещении увеличивается число пробоев с малыми временами запаздывания. При дальнейшем усилении освещения или увеличении коэффициента перенапряжения (до $6 \div 7$ при $p=760$ мм рт. ст.) разброс во временах запаздывания пробоя вообще исчезает.

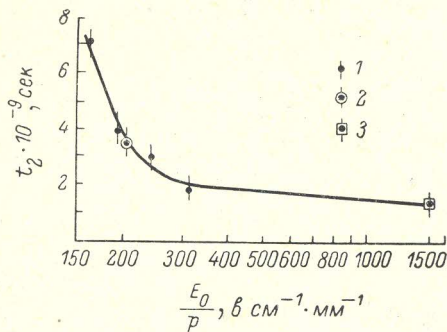


Рис. 7. Зависимость времени t_2 от E_0/p .
 $V=18$ кв. 1 — $p=760$, 2 — 1200, 3 — 160 мм рт. ст.

На рис. 7, 8 представлены экспериментальные зависимости t_2 от $\frac{E}{p}$ и d ; При уменьшении $\frac{E}{p}$ происходит увеличение времен t_1, t_2 и сдвиг вероятности пробоя в область больших времен запаздывания.

Закономерность, подобная изображенной на рис. 6, по существу имела место и в опытах Флетчера, хотя и не была им отмечена. Из приведенных в его работе [1] гистограмм распределения числа пробоев в зависимости от времени формирования для случая слабоосвещенного разрядного промежутка видна периодичность типа t_2 с периодом $t_2 = 11$ нсек. (для $\frac{E}{p} = 108$, $d = 1.55$ мм).

§ 2. Пробой в неоднородном поле

Исследовался импульсный пробой коротких воздушных промежутков длиной $0.01 \div 0.1$ см с резко неоднородным полем, созданным между латунным острием радиуса $5 \cdot 10^{-3}$ см и плоским латунным электродом диаметром около 2 см. Давление в разряднике при этих измерениях $p=760$ мм рт. ст. Амплитуда и форма импульса напряжения прежние.

Во всех случаях промежутков освещался ртутной лампой СВДШ. Число обработанных осциллограмм около ста для каждого значения d . Характер распределения числа пробоев для случая подачи отрицательного импульса напряжения на острие в зависимости от времени запаздывания показан на рис. 9 для одного из значений d . Видно, что и в этом случае время запаздывания пробоя меняется дискретным образом, а характерные времена зависят не только от условий пробоя, но и от абсолютной величины времени запаздывания.

При уменьшении d , так же как и для случая пробоя в однородном поле, увеличивается вероятность пробоев с малыми временами запазды-

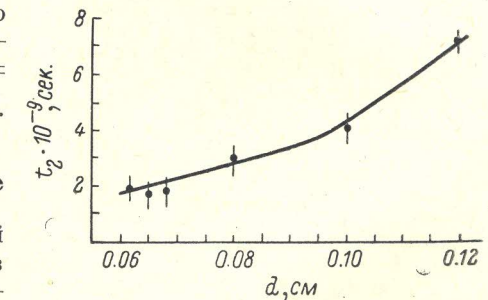


Рис. 8. Зависимость t_2 от расстояния между электродами.

$V=18$ кв; $p=760$ мм рт. ст.

вания. При $d=0.01$ см разброс во временах запаздывания прекращается.

Для случая подачи положительного импульса напряжения на острый электрод промежутка дискретность (типа t_1) детально не исследовалась.

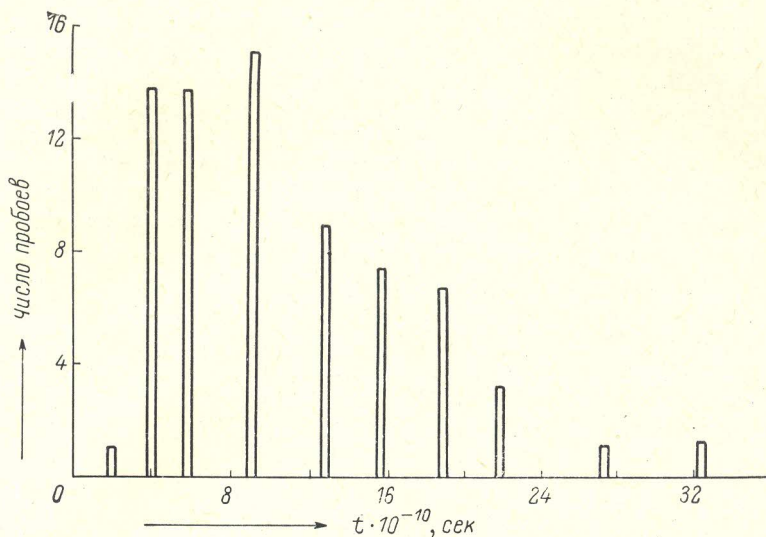


Рис. 9. Распределение запаздывания пробоев промежутка игла — плоскость при отрицательной полярности острия.

$d = 0.6$ мм; $V = 15$ кв.

Обсуждение

Результаты экспериментов по измерению времени запаздывания пробоя в однородном поле сильно перенапряженных воздушных промежутков приводят к выводу, что в этих условиях схема однолавинового стримерного пробоя, созданная Ретером, Лебом, Миком и другими, не имеет места.

Уже в работе Флетчера [1] было показано, что время формирования в сильной степени зависит от условий освещения промежутка даже тогда, когда освещение достаточно интенсивно для того, чтобы обеспечить появление начальных электронов к моменту прихода импульса напряжения на исследуемый промежуток. Однако по стримерной теории время формирования определяется только временем развития одиночной электронной лавины до критического размера и не зависит от начального числа электронов (это подтверждается известными наблюдениями лавинно-стримерных переходов с помощью камеры Вильсона [2]). Последнее утверждение остается справедливым для случая пробоя не очень сильно перенапряженных промежутков (перенапряжение порядка десяти процентов), когда времена пробоя достаточно велики ($\sim 10^{-7}$ — 10^{-8} сек.), и становится неверным в наших условиях. Это объясняется тем обстоятельством, что развитие стримера определяется процессами излучения и поглощения фотонов в газе, заполняющем промежуток. Если учесть, что основная часть активных в смысле фотоионизации газа фотонов появляется за счет высвечивания возбужденных молекул (молекул азота для случая воздуха), „время жизни“ которых 10^{-8} сек., то станет ясным качественное различие процессов роста стримера за времена большие и меньшие чем 10^{-8} сек. При малых ($\leq 10^{-8}$ сек.) временах пробоя число фотонов, рожденных в одиночной электронной лавине, слишком мало, чтобы обеспечить развитие стримера. Можно считать, что рост

последнего начнется лишь тогда, когда необходимая фотоионизация будет создана за счет увеличения числа одновременно развивающихся в промежутке лавин.

У Флетчера [1] разброс во временах запаздывания пробоя прекращался при освещении, создававшем (в течение 60 нсек. до момента пробоя) фототок $\sim 10^{-8}$ а/см², что соответствует числу начальных электронов около 10^4 . Он показал, что этого числа электронов и соответствующих им лавин оказывается достаточно для того, чтобы пробой происходил сразу же после достижения лавинами критического размера. В наших условиях, когда освещение промежутка отсутствовало или было сравнительно мало (в последнем случае фототок с катода был порядка $10^{-9} \div 10^{-10}$ а/см²), требуется некоторое „лавинное размножение“, т. е. увеличение числа одновременно развивающихся в промежутке лавин до критического их числа, равного примерно 10^4 .

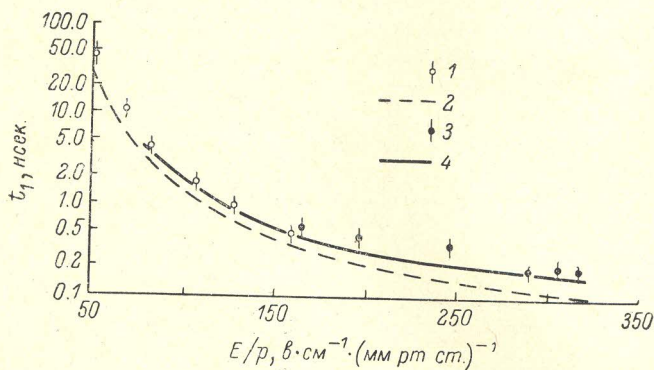


Рис. 10. Экспериментальная и расчетная зависимость t_1 от E_0/p .

1 — точки Флетчера; 2 — расчетная кривая Флетчера; 3 — наши экспериментальные точки; 4 — наша расчетная кривая.

Описание конкретного механизма „лавинного размножения“ достаточно затруднительно ввиду многообразия различных процессов, приводящих к появлению свободных электронов в промежутке² и недостатке экспериментальной информации об этих процессах.

Можно лишь перечислить возможные „каналы“, по которым может происходить размножение лавин, после достижения одной или несколькими из них критического размера.

1. Освобождение свободных электронов на катоде за счет фотонами малой энергии (~ 10 эв), рожденных в лавине при высвечивании возбужденных молекул. Поглощение этих фотонов в газе не очень велико (пробег излучения соответствующей длины волны $\sim 10^{-1}$ см [3]). Выход фотоэлектронов для обычных металлических катодов (при рассматриваемых энергиях фотонов) $\sim 10^{-4}$ электрон/фотон [3]. Ориентировочное число свободных электронов рассматриваемого происхождения, появляющихся за время $\sim 10^{-10}$ сек., порядка 10 на одну лавину.

2. Освобождение свободных электронов в газе фотонов большой энергии (~ 13 эв), рожденных в лавине при высвечивании возбужденных молекул азота (потенциалы ионизации азота и кислорода 15.6 и 12.1 эв, соответственно) или возбужденных ионов. Поглощение этих фотонов в газе весьма велико (пробег излучения соответствующей длины волны $\sim 10^{-2}$ см [3]).

3. Освобождение свободных электронов в газе за счет фотонов, рожденных в голове развившейся до критического размера лавины при

² Под „свободными“ мы понимаем электроны, не связанные с ионным объемным зарядом лавины и способные вызвать самостоятельные лавины.

радиационной рекомбинации ($e^- + A^+ \rightarrow A + h\nu$). Следует отметить, что сечение этого процесса растет пропорционально $\frac{1}{v^2}$, где v — относительная скорость электрона и иона. Возможное число образующихся при этом свободных электронов (коэффициент рекомбинации $\alpha_{\text{рек.}} \sim \frac{1}{v_{\text{эфф}}} \sim 10^{-10} \div 10^{-11}$ см³/сек. [4]) оценить трудно, так как неизвестно число образующихся в лавине атомарных ионов, а рекомбинация по схеме $e^- + A_2^+ \rightarrow A_2$, как правило, не сопровождается излучением ввиду сложной системы уровней возбуждения молекулы.

4. Процессы ступенчатой ионизации и автоионизации дважды возбужденных молекул также приводят к появлению свободных электронов, но они, вероятно, не могут играть в наших условиях существенной роли из-за малости разрядных времен.

Более вероятно, как нам кажется, размножение лавин за счет фотоэффекта на катоде, аналогичное лавинным цепочкам, которые наблюдал Франке [5]. При этом пробой в наших условиях можно представить себе следующим образом. В момент прихода импульса напряжения на промежуток на катоде последнего появляется некоторое количество электронов (например, за счет автоэмиссии на микроскопических неоднородностях катода, что весьма вероятно при больших значениях напряженности поля в промежутке $\sim 2 \cdot 10^5$ в/см).

Если число начальных электронов достаточно велико (т. е. $10^3 \div 10^4$), то лавинного размножения не требуется, и через время t_{λ} , равное времени развития лавин до критического размера, происходит пробой промежутка. Этот случай соответствует экспериментам Флетчера [1]. При этом предполагается, что время перехода к высокопроводящему каналу, т. е. начало спада напряжения на электродах по крайней мере на порядок меньше времени развития лавин до критического размера.

Если же число начальных электронов на катоде мало, то через время t_{λ} пробой может не произойти, и вызванные фотоэффектом на катоде новые лавины могут привести к пробую промежутка через время, равное $2t_{\lambda}$.

Последовательность таких циклов лавинного размножения, вероятно, и создает описанную выше дискретность времен запаздывания.

Чтобы оценить время развития лавин до критического размера t_{λ} и сравнить его с экспериментальным временем t_1 , были проведены расчеты, учитывающие влияние пространственного заряда лавины на ее развитие в однородном внешнем поле (см. „Приложение“). Результаты расчетов приведены на рис. 10 и в таблице. Сплошная кривая является

P, мм рт. ст.	α , см	$\frac{E_0}{p}$, см. ммрт. ст.		A	n_0 , см ⁻¹	$\alpha_{\text{эфф.}}$, см ⁻¹	v_0 , см/сек.	$v_{\text{эфф.}}$, см/сек.	I_{λ} , см	t_{λ} , сек.	t_1 , сек.	$\frac{\alpha}{v_{\text{эфф}}}$, сек.	t_2 , сек.
		$\frac{E_0}{p}$	$\frac{E_0}{p}$										
160	0.062	1500	24	3300	2100	$4 \cdot 10^7$	$3.28 \cdot 10^7$	$6.65 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$3.5 \cdot 10^{-10}$	$3.5 \cdot 10^{-10}$	$1.9 \cdot 10^{-9}$	$3.5 \cdot 10^{-9}$
1200	0.062	210	11	3610	2160	$4.95 \cdot 10^7$	$3.95 \cdot 10^7$	$6.5 \cdot 10^{-3}$	$1.64 \cdot 10^{-10}$	$1.4 \cdot 10^{-10}$	$1.4 \cdot 10^{-10}$	$1.56 \cdot 10^{-9}$	$1.5 \cdot 10^{-9}$
760	0.062	318	12	3120	1750	$4.7 \cdot 10^7$	$3.75 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-10}$	$2.1 \cdot 10^{-10}$	$2.1 \cdot 10^{-10}$	$1.79 \cdot 10^{-9}$	$1.5 \cdot 10^{-9}$
760	0.068	290	17	2580	1680	$4.3 \cdot 10^7$	$3.5 \cdot 10^7$	$8.35 \cdot 10^{-3}$	$2.4 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$1.79 \cdot 10^{-9}$	$2.1 \cdot 10^{-9}$
760	0.08	246	30	1900	1245	$3.8 \cdot 10^7$	$3.2 \cdot 10^7$	$11.3 \cdot 10^{-3}$	$3.6 \cdot 10^{-10}$	$3.8 \cdot 10^{-10}$	$3.8 \cdot 10^{-10}$	$2.5 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-9}$
760	0.10	196	56	1400	940	$3.55 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$	$14.9 \cdot 10^{-3}$	$4.95 \cdot 10^{-10}$	$4.8 \cdot 10^{-10}$	$6 \cdot 10^{-10}$	$3.15 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-9}$
760	0.12	165											$7 \cdot 10^{-9}$

расчетной зависимостью $t_{\lambda} \left(\frac{E_0}{p} \right)$. Там же нанесены экспериментальные данные настоящей работы, а также данные и расчетная кривая Флетчера. Соответствие опытных и вычисленных значений t_1 и t_{λ} в широком диапазоне $\frac{E}{p}$ дает основания к тому, чтобы считать время t_1 равным времени развития лавины до критического размера.

Расчет показывает также, что критическая длина лавины составляет в наших условиях примерно 0.1 от длины промежутка. По мере того, как от цикла к циклу будет расти число лавин у катода, градиент поля в областях развития этих лавин уменьшается, что в свою очередь приводит к снижению вероятности пробоя, наблюдаемому экспериментально.

Что касается периодичности, определяемой временем t_2 , то, как видно из таблицы, этот параметр по порядку величины близок к $\frac{d}{v_{\text{eff}}}$, где v_{eff} — эффективная скорость роста лавины (см. „Приложение“). Можно предполагать поэтому, что наряду с катодным размножением лавин продолжается движение к аноду фронтальных электронов первых лавин, оказавшихся не в состоянии вызвать пробой, а также лавин, образованных в результате фотоионизации в газе излучением этих первых лавин. Удар электронов (или сопутствующих лавин) в анод создаст вспышку света [5], способную вызвать каскад новых лавин с катода. Такие вспышки будут следовать друг за другом через времена порядка $\frac{d}{v_{\text{eff}}}$ и могут объяснить периодичность типа t_2 . В пользу этого механизма говорит, в частности, и тот факт, что периодичность t_2 в неоднородном поле обнаруживается только в случае большой площади катода и отсутствует для катода-острия.

Высказанные выше соображения основываются целиком на классическом механизме электронно-лавиновых процессов.

Установлено, однако, что в более длинных промежутках существует механизм ионизации, распространяющейся со скоростями порядка 10^9 см/сек. даже в относительно слабых полях ($6 \div 10$ кв/см) [6, 7].

Нет никаких оснований исключать его появление и в более коротких промежутках. Если это так, то описанная выше дискретность может быть вызвана релаксационными процессами (лавиное раскачивание, запираение полей объемного заряда) перехода слабопроводящего начального канала в сильнопроводящий канал, образование которого вызывает спад напряжения на электродах.

Авторы считают своим долгом отметить творческое участие в настоящей работе, на ее первом этапе, Б. В. Артемова.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Расчет времени развития электронной лавины до критического размера

При расчете критической длины лавины нельзя непосредственно пользоваться критерием Мика—Ретера [8, 9, 10], так как последний не учитывает изменения поля вдоль оси лавины за счет созданного ею объемного заряда и не принимает во внимание экранировку ионного объемного заряда электронами. Кроме того, при условии $\alpha r_{\lambda} \gg 1$ (α — 1-й коэффициент Таунсенда; r_{λ} — радиус головки лавины) критерии Мика и Ретера становятся вообще неприменимыми [11].

Определим величины эффективного коэффициента ионизации α_{eff} и эффективной скорости дрейфа v_{eff} следующими соотношениями

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{1}{l_{\lambda}} \int_0^{l_{\lambda}} \alpha [E_{\lambda}(x)] dx, \quad (1a)$$

$$v_{\text{eff}} = \frac{1}{l_{\lambda}} \int_0^{l_{\lambda}} v_e [E_{\lambda}(x)] dx, \quad (16)$$

где l_{λ} — критическая длина лавины; $E_{\lambda}(x)$ — поле в центре головки лавины в момент, когда ее длина (т. е. расстояние от места зарождения лавины до передней части ее головки) равна x .

С достаточной точностью можно считать [8, 4]

$$\alpha = Cp \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right), \quad (2a)$$

где $C = C_1 = 14.6$, $B = B_1 = 365$ при $200 < \frac{E}{p} < 600$; $C = C_2 = 8.6$, $B = B_2 = 252$ при $10 < \frac{E}{p} < 250$, а также [8]

$$v_e \sim \left(\frac{E}{p}\right)^{1/2}. \quad (26)$$

Из (1a), (16) и (2a), (26) получаем

$$\frac{\alpha_{\text{eff}}}{\alpha_0} = \frac{p}{\alpha_0 l_{\lambda}} \left[C_i \int_0^{l_{\lambda}} \exp\left(-\chi_i \frac{E_0}{E}\right) dx \right], \quad (3a)$$

$$\frac{v_{\text{eff}}}{v_0} = \frac{1}{E_0^{1/2} l_{\lambda}} \int_0^{l_{\lambda}} E^{1/2} dx, \quad (36)$$

p — давление в разрядном промежутке; E_0 — внешнее поле,

$$E = E_{\lambda}(x); \chi_i = \frac{B_i p}{E_0}; \alpha_0 = \alpha\left(\frac{E_0}{p}\right); v_0 = v_e\left(\frac{E_0}{p}\right),$$

$i = 1$ при $200 < \frac{E}{p} < 600$; $i = 2$ при $10 < \frac{E}{p} < 250$.

Индексы соответствуют тем же значениям $\frac{E}{p}$, что и для $C_{1,2}$.

Можно показать, что выражение (3a), которое является точным при $10 < \frac{E}{p} < 250$, имеет в наших условиях точность $\sim 10\%$ и для $200 < \frac{E}{p} < 600$.

Чтобы получить в явном виде выражение для отношений $\frac{\alpha_{\text{eff}}}{\alpha_0}$ и $\frac{v_{\text{eff}}}{v_0}$, необходимо знать вид зависимости $E = E_{\lambda}(x)$. Для нахождения этой зависимости надо решить систему уравнений движения зарядов с учетом искажения ими внешнего поля. Решение этой системы уравнений для нашего случая, к сожалению, невозможно. Основанием для выбора формы зависимости $E = E_{\lambda}(x)$ может служить полученное в [12] приближенное выражение для коэффициента ионизации $\alpha(x)$ в центре головки лавины в зависимости от ее длины x

$$\alpha(x) = \alpha_0 \frac{1}{1 + \mu e^{\alpha_0 x}}; \mu \sim 10^{-8}. \quad (4)$$

Используя (2а), получаем отсюда

$$E_{\lambda}(x) = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{B\rho \ln(1 + \mu e^{\alpha_0 x})}}. \quad (5)$$

График зависимости (5) представлен на рис. 11 (существенно, что в наших условиях $\frac{E_0}{B\rho} \sim 1$). Так как число электронов (или ионов) в лавине экспоненциально зависит от коэффициента α , а последний также экспоненциально зависит от величины электрического поля [см. (2а)], то, сохраняя качественный ход кривых рис. 11, можно считать, что

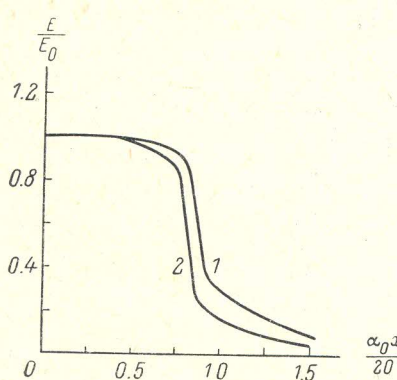


Рис. 11. Изменение поля в головке лавины согласно [12].

$$\mu = 10^{-8}, \quad 1 - \frac{E_0}{B\rho} = 1; \quad 2 - \frac{E_0}{B\rho} = 2.$$

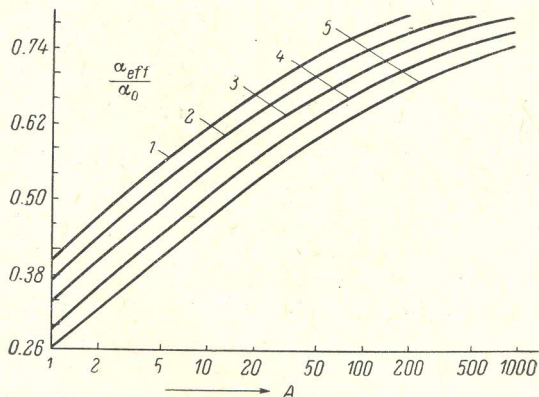


Рис. 12. Расчетная зависимость α_{eff} от параметра A согласно формуле (8) „Приложения“.

$$1 - \lambda = 1.02, \quad 2 = 1.20, \quad 3 - 1.48, \quad 4 - 1.85, \quad 5 - 2.22.$$

поле в центре головки лавины по мере ее развития спадает до нуля, и положить

$$E_{\lambda}(x) = E_0 \frac{A - A^{\frac{x}{l_{\lambda}}}}{A - 1}, \quad (6)$$

где параметр A зависит от условий в разрядном промежутке и определяется ниже.

Форма зависимости (6) выбрана с учетом следующих условий

$$E_{\lambda}(0) = E_0; \quad E_{\lambda}(l_{\lambda}) = 0. \quad (7)$$

Из соотношений (3а), (3б) с помощью (6) получаем

$$\frac{\alpha_{\text{eff}}}{\alpha_0} = \frac{1}{\ln A} \left[E_i(-\chi_i) \exp \chi_i - E_i\left(-\frac{\chi_i}{A}\right) \exp \frac{\chi_i}{A} \right], \quad (8)$$

$$\frac{v_{\text{eff}}}{v_0} = \frac{1}{\ln A} \left[\sqrt{\frac{A}{A-1}} \ln \left(\frac{\sqrt{A} + \sqrt{A-1}}{\sqrt{A} - \sqrt{A-1}} \right) - 2 \right]. \quad (9)$$

Графики отношений $\frac{\alpha_{\text{eff}}}{\alpha_0}$ и $\frac{v_{\text{eff}}}{v_0}$, построенные по (8) и (9), представлены на рис. 12, 13.

Считая, что объемные заряды Q электронов и ионов в голове лавины равны и сферически-симметричны, а расстояние между их цент-

рами равно $\frac{1}{a}$ [1, 13], получаем для суммарного поля объемных зарядов в центре головки лавины выражение

$$E_{e,i} = \frac{Q}{r_{\lambda}^2} - \frac{Q}{r_{\lambda}^3} \left(r_{\lambda} - \frac{1}{a} \right),$$

где [8]

$$Q = \frac{4e}{3} r_{\lambda} \alpha \exp(\alpha l_{\lambda}), \quad e = 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE.}$$

Окончательно

$$E_{e,i} = \frac{4e \exp(\alpha_{\text{eff}} l_{\lambda})}{3r_{\lambda}^2}, \quad (10)$$

где вместо α подставлена величина α_{eff} , чем учитывается спадание поля в головке лавины по мере ее развития.

Входящая в (18) величина есть [11]

$$r_{\lambda}^2 = 6D_{\text{eff}} t_{\lambda} = 6D_{\text{eff}} \frac{l_{\lambda}}{v_{\text{eff}}}, \quad (11)$$

где D_{eff} — эффективный коэффициент диффузии электронов; $t_{\lambda} = \frac{l_{\lambda}}{v_{\text{eff}}}$ —

время развития лавины до критического размера. На рис. 14 представлены экстраполированные из экспериментальных данных значения величин $\frac{\alpha_0}{p}$, v_e , и D_e для воздуха. Из кривых v_e и D_e находим

$$\frac{D_e}{v_e} = \frac{1.33 \cdot 10^{-2}}{p}. \quad (12)$$

Используя полученное значение $\frac{D_e}{v_e}$, найдем из условия равенства нулю полного поля в головке лавины ($E_{e,i} = E_0$)

$$\frac{\exp(\alpha_{\text{eff}} l_{\lambda})}{l_{\lambda}} = 4.2 \cdot 10^5 \frac{E_0}{p}, \quad (13)$$

где l_{λ} в см; E_0 в в/см; p в мм рт. ст.

Из (13), учитывая, что в наших условиях $\frac{E_0}{p} \sim 300$, получаем

$$l_{\lambda} = \frac{14}{\alpha_{\text{eff}}}, \quad (14)$$

что дает для времени развития лавины до критического размера

$$t_{\lambda} = \frac{14}{\alpha_{\text{eff}} v_{\text{eff}}}. \quad (15)$$

Из (15) следует, что для определения t_{λ} в каждом конкретном случае (т. е. при заданном $\frac{E_0}{p}$) надо найти величины α_{eff} и v_{eff} , являющиеся функциями параметра A . Для определения параметра A заметим, что, так как скорость лавины экспоненциально спадает до нуля по мере

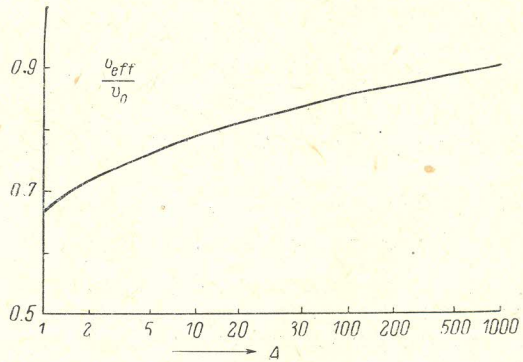


Рис. 13. Расчетная зависимость v_{eff} от параметра A согласно формуле (9) „Приложения“.

приближения длины лавины к критической, то основное снижение поля в центре головки происходит за время развития лавины от длины $l_{\lambda} - 2r_{\lambda}$ до критической длины l_{λ} . Из (6) при этом следует

$$\frac{A - A^{\xi}}{A - 1} = k, \quad k \sim 0.5, \quad (16)$$

$$\xi = 1 - \frac{2r_{\lambda}}{l_{\lambda}} = 1 - \frac{0.565}{(pl_{\lambda})^{1/2}}. \quad (17)$$

Следует заметить, что дальнейшие результаты практически не изменяются при варьировании k в пределах от 0.3 до 0.8. Выбирая $k = 0.5$, получаем возможность найти из (16) A как функцию ξ . Таким образом, расчет критической длины лавины производится в следующем порядке.

1. Выбирается некоторое значение параметра A ($A = A_1$), по которому с помощью рис. 12 находится соответствующее значение $\alpha_{\text{eff}}^{(1)}$, позволяющее по (13) рассчитать значение $l_{\lambda}^{(1)}$.

2. По найденному значению $l_{\lambda}^{(1)}$ рассчитывается по (17) значение $\xi^{(1)}$, и с помощью (16) находится следующее приближение A_2 . Эта процедура повторяется до тех пор, пока с достаточной точностью не получим $A_i = A_{i-1}$. Найденное

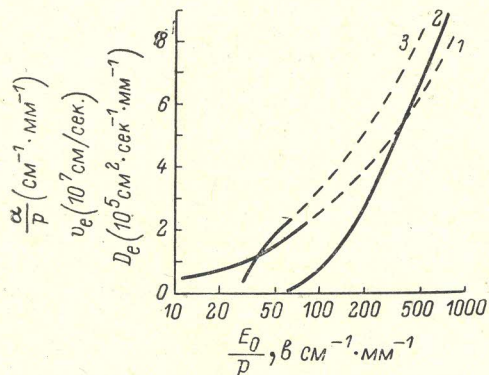


Рис. 14. Зависимость α_0/p (1), v_e (2) и D_e (3) от величины E_0/p .

$$v_e = 2.9 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{E}{p} - 21}; \quad D_e = 3.87 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{E}{p} - 32}.$$

при этом значение $l_{\lambda}^{(i)}$ и является критической длиной лавины.

Следует подчеркнуть, что используемые при расчетах значения $\frac{E_0}{p}$ соответствуют несколько заниженному (на $10 \div 15\%$) значению напряжения между электродами рязрядного промежутка. Это связано с тем обстоятельством, что, как отмечается в работе [14], канал искры образуется в основном довольно далеко от центра промежутка, где напряженность поля снижена (даже в случае применения электродов Роговского).

Литература

- [1] R. C. Fletcher. Phys. Rev., 76, 1501, 1949. — [2] H. Raether. Zs. f. Phys., 107, 91, 1937; Electr. Zs., 63, 301, 1942. — [3] G. Weissler. Handb. d. Phys., XXI, 1956. — [4] Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда, Атомиздат, 1961. — [5] W. Franke. Zs. f. Phys., 158, 96, 1960. — [6] В. С. Комельков. ДАН СССР, 68, 57, 1947. — [7] L. Loeb. Terzo Congresso internazionale sui fenomeni d'ionizzazione nei gas, Venezia, 1957. — [8] Дж. Мик, Дж. Крэгс. Электрический пробой в газах, ИЛ, 1960. — [9] H. Raether. Ergeb. ex Naturwiss., 22, 73, 1949. — [10] L. Loeb. Handb. d. Phys., XXII, 1956. — [11] K. J. Smidt-Tiedemann. Zs. Naturforsch., 14a, № 11, 989, 1959. — [12] J. Slepian. Electr. World., 97, 761, 1928. — [13] L. Frommhold. Zs. f. Phys., 156, 144, 1959.

Поступило в Редакцию
13 сентября 1962 г.
В окончательной редакции
28 марта 1963 г.