

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ КОРОТКИХ ГАЗОВЫХ  
ПРОМЕЖУТКОВ В НАНОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ ВРЕМЕНИ****Ю. И. БЫЧКОВ, Г. С. КОРШУНОВ**(Представлена научным семинаром научно-исследовательского института  
ядерной физики)

Исследованию временных характеристик электрического пробоя коротких газовых промежутков в наносекундном диапазоне времени посвящено мало работ, хотя исследование этих характеристик является важным для выяснения физики процесса и для практического применения в высоковольтной наносекундной импульсной технике. В связи с разработкой в последние годы в Томском политехническом институте большого количества высоковольтных наносекундных импульсных генераторов [1—3], нашедших широкое применение в исследованиях по ядерной физике, квантовой электронике, физике диэлектриков и т. д., и в связи с необходимостью постоянного улучшения параметров генераторов в направлении увеличения крутизны фронта импульса и стабильности срабатывания при запуске появилась необходимость исследования временных характеристик коротких газовых промежутков в наносекундной области времени.

В настоящей работе приведены результаты статистического исследования запаздывания и времени коммутации при статическом и импульсном пробое коротких газовых промежутков в наносекундном диапазоне времени. При этом область исследованных длин промежутков определялась реальными величинами зазоров, используемых в высоковольтных наносекундных импульсных генераторах, и составила 0,05—2,2 мм.

**Исследование статистического времени запаздывания разряда**

Как известно, время срабатывания искрового промежутка состоит из двух составляющих:

$$t_3 = \sigma_{ст} + \tau_{ф}, \quad (1)$$

где  $\sigma_{ст}$  — статистическое время запаздывания, обусловленное появлением эффективного электрона,  $\tau_{ф}$  — время формирования разряда. Так как  $\sigma_{ст}$  связано с ожиданием эффективного электрона, то оно является величиной статистической и имеет разброс в больших пределах. Облучение катода ультрафиолетом (кварцевая лампа, искровой разряд) создает фототок с поверхности катода, за счет чего разброс  $\sigma_{ст}$  может быть уменьшен. В работе [4] показано, что при облучении

искрового промежутка искрой рядом расположенного разрядника  $\sigma_{ст} = 0,01$  нсек, а  $\tau_{ф}$  — не имеет разбросов и зависит только от приложенного поля  $E$ . В работе [5] показано, что эффект облучения проявляется в полной мере в том случае, если облучение опережает приход импульса на 70 нсек.

Применение облучения не всегда желательно из конструктивных соображений.

Нами исследовалось статистическое время запаздывания разряда при полях  $E = 300 \div 1400$  кв/см, т. е. когда эффективные электроны обеспечиваются за счет автоэмиссии с поверхности катода.

Методика эксперимента изложена в [6]. Полоса пропускания тракта регистрации составляет не менее  $3 \cdot 10^9$  гц. Использовался осциллограф С1-14. Автоматическое устройство для фотографии позволяло осциллографировать большое число пробоев, до 600 на каждый случай. Такое количество осциллограмм дает достоверную статистику распределения времени запаздывания.

На рис. 1,а показано распределение  $\Delta \frac{n_t}{n_0}$  в функции от времени,

где  $n_t$  — число импульсов с данным временем запаздывания,  $n_0$  — общее число импульсов.

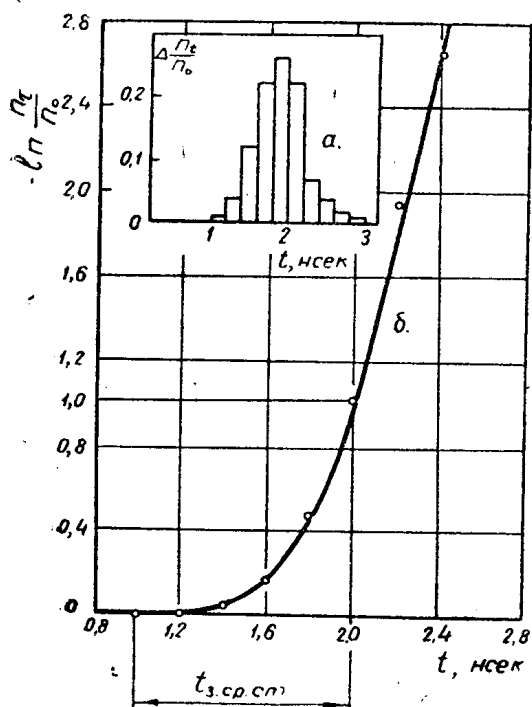


Рис. 1.

а — зависимость  $\Delta \frac{n_t}{n_0}(t_3)$ ,  
 $E = 1400 \frac{кв}{см}$ ,  $\delta = 0,01$  см; б — зависимость  $\ln \frac{n_t}{n_0}(t_3)$ ,  
 $E = 1400 \frac{кв}{см}$ ,  
 $\delta = 0,01$  см.

Таким образом,  $\Delta \frac{n_t}{n_0}$  — относительное число пробоев, имеющих данное время запаздывания. Например, 0,25 часть пробоев имеет время запаздывания в интервале 1,8—2 нсек.

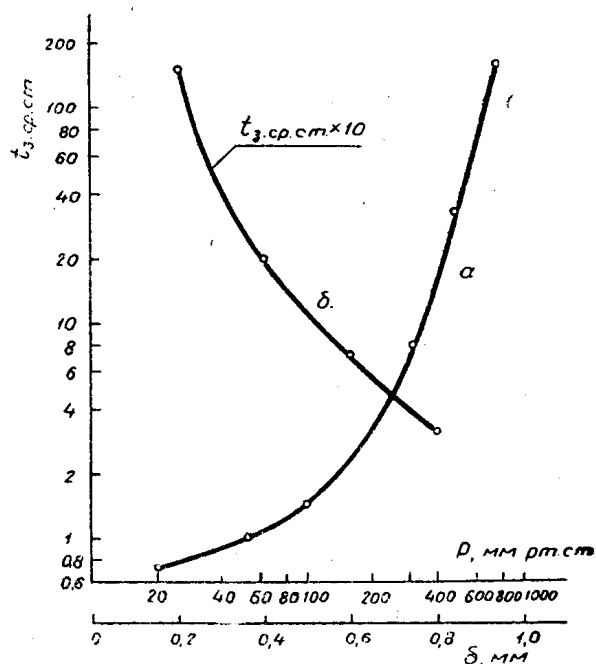


Рис. 2.

а — зависимость  $t_3$  ср. ст. ( $\rho$ )  
 $E = 300 \frac{кв}{см}$ ,  $\delta = 0,05$  см; б — зависимость  $t_3$  ср. ст. ( $\delta$ ),  
 $E = 300 \frac{кв}{см}$ ,  
 $\rho = 1$  ат.

На рис. 1, б показано то же самое распределение в осях  $\left| \ln \frac{n_\tau}{n_0} \right|$  и  $t_3$ , где  $n_\tau$  — число импульсов, имеющих время запаздывания данное и больше,  $n_0$  — общее число импульсов. Показанное на рис. 1, б  $t_3$  ср. ст. есть среднестатистическое время запаздывания, которое может характеризовать степень разброса времен запаздывания. Чем больший разброс имеется во временах запаздывания, тем положе будет зависимость  $\left| \ln \frac{n_\tau}{n_0} \right|$  от  $t_3$  и тем больше  $t_3$  ср. ст. При уменьшении разброса  $t_3$  ср. ст. уменьшается. На рис. 1, а, б показаны распределения времен запаздывания для промежутка, длиной  $\delta = 0,01$  см и  $E = 1400$  кв/см, электроды из меди, тщательно полированные.

На рис. 2, а, б даются зависимости  $t_3$  ср. ст. соответственно от давления и длины зазора при постоянной напряженности поля  $E = 300$  кв/см. Электроды из алюминия тщательно полированные. Из зависимости рис. 2, а видно, что  $t_3$  ср. ст. резко уменьшается с уменьшением давления и при  $p = 20$  мм рт. ст. составляет 0,7 нсек. Согласно (1)  $\sigma_{ст} < 0,7$  нсек.  $\sigma_{ст}$  в нашем случае определяется током автоэмиссии, который зависит только от напряженности поля  $E$ . С повышением давления при  $E = \text{const}$   $\sigma_{ст}$  должно оставаться меньше 0,7 нсек и, следовательно, наблюдаемые нами разбросы времен запаздывания с повышением давления — это разбросы времени  $\tau_\phi$ . Рис. 2, б показывает зависимость  $t_3$  ср. ст. от длины разрядного промежутка при  $E = 300$  кв/см, давление атмосферное. В этом случае мы имеем уменьшение  $t_3$  ср. ст. от 1400 нсек до 28 нсек при увеличении  $\delta$  от 0,02 см до 0,08 см. В малых промежутках уменьшение разброса времен запаздывания можно достигнуть за счет сверхвысоких перенапряжений. На рис. 1 видно, что только при 14-кратном перенапряжении удалось  $t_3$  ср. ст. снизить до 1 нсек.

Следует отметить, что облучение промежутка от искры рядом расположенного разрядника резко сокращает  $t_3$  ср. ст., так для зазоров 0,01 ÷ 0,02 см при облучении  $t_3$  ср. ст. уменьшается более чем в 100 раз. Следовательно, облучение промежутка уменьшает не только составляющую  $\sigma_{ст}$ , но и  $\tau_\phi$ .

### Исследование времени коммутации

В период коммутации искрового промежутка первоначальное напряжение на электродах  $U_0$  снижается до значения  $U \ll U_0$ .

Известно [1], что при увеличении напряженности поля  $E$  в промежутке, которое может быть достигнуто путем повышения давления  $P$  или создания перенапряжения  $\beta$ , время коммутации уменьшается. Экспериментальных же материалов по исследованию коммутации в наносекундной области времен при статическом и перенапряженном пробое коротких промежутков очень мало. В связи с этим нами было проведено исследование времени коммутации при статическом пробое промежутков длиной  $\delta = 0,05 \div 2,2$  мм в различных газах при давлениях  $P = 1 - 7$  атм и перенапряженных промежутков длиной 0,1 и 2 мм в воздухе при атмосферном давлении. При этом эксперименты проводились как с подсветкой промежутков лампой ПРК-5, так и без нее.

Методика эксперимента изложена в работе [7]. Диаметры электродов  $d$  выбирались из условия исключения влияния межэлектродной емкости на время коммутации, описанного в [8], и изготовлялись

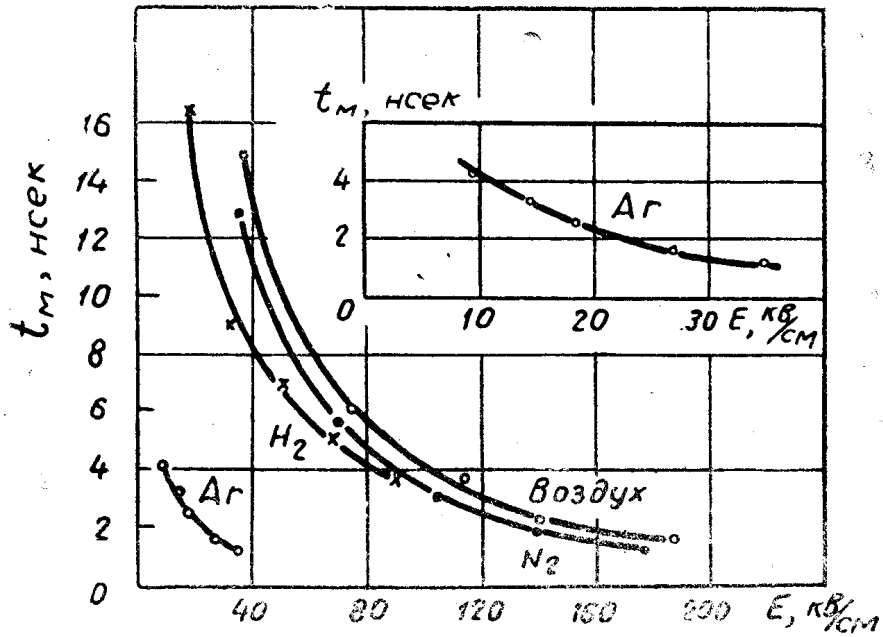
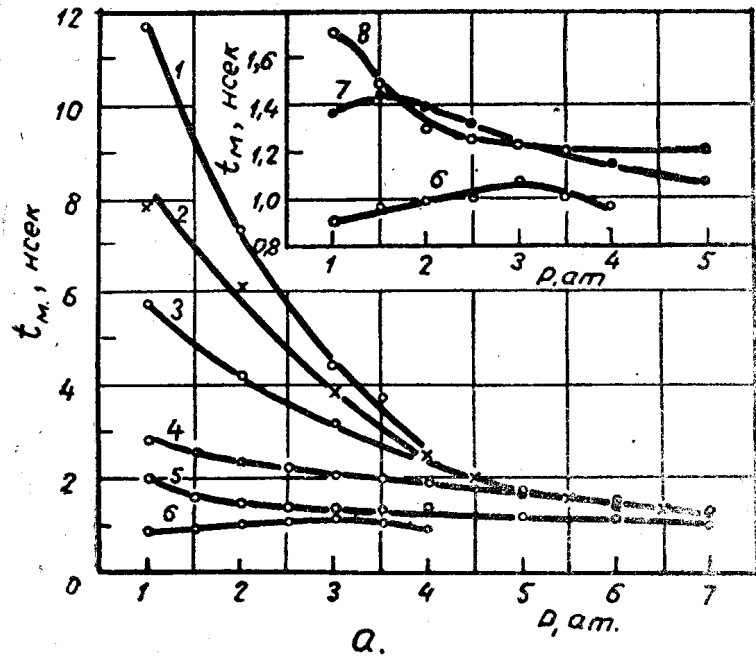


Рис. 3. а — зависимость  $t_M(p)$ : 1 —  $\delta = 2,2$  мм, 2 —  $\delta = 0,98$  мм, 3 —  $\delta = 0,7$  мм, 4 —  $\delta = 0,4$  мм, 5 —  $\delta = 0,2$  мм, 6 —  $\delta = 0,05$  мм, 7 —  $\delta = 0,085$  мм, 8 —  $\delta = 0,13$  мм; б — зависимость  $t_M(E)$  для разных газов: для воздуха,  $N_2$ ,  $H_2$ ,  $U_0 = 15$  кв; для Ar при  $E = 9,3 \frac{\text{кв}}{\text{см}}$ ,  $U_0 = 7,2$  кв, для остальных точек  $U_0 = 11,5$  кв.

для  $\delta = 0,05 \div 0,2$  мм,  $d = 1,2$  мм; для  $\delta = 0,4 - 1$  см,  $d = 6$  мм;  
 для  $\delta = 2,2$  мм,  $d = 20$  мм.

Характеристикой времени коммутации является время  $t_m$  [1]

$$t_m = \frac{i_0}{(di/dt)_m} = \frac{9,5 \cdot p}{a \cdot E^2}, \quad (2)$$

где  $i_0$  — амплитуда тока,  $(di/dt)_m$  — максимальная крутизна нарастания тока во времени,  $a$  — константа, зависящая от сорта газа. При измерении величин  $t_m$  были обнаружены флуктуации. Поэтому каждое значение  $t_m$  бралось как среднеарифметическое из 20 и более измерений.

Статический пробой промежутков исследовался при разряде линии на линию (волновое сопротивление  $z_B = 75$  ом). На рис. 3, а приведены зависимости  $t_m$  от давления  $P$  и длины зазора  $\delta$ . При уменьшении  $\delta$  время  $t_m$  уменьшается, как и при увеличении  $P$ , так как напряженность поля в обоих случаях растет. При  $E > 150$  кВ/см время  $t_m$  практически уже не зависит от  $P$  и  $\delta$ . По формуле (2) для данных рис. 3, а была проведена оценка коэффициента  $a$ . При этом было получено удовлетворительное согласие с теорией Ромпе—Вайцеля [9]. Максимум на зависимостях для  $\delta = 0,05, 0,085, 0,13$  мм также согласуется с этой теорией.

Изложенные выше результаты исследования времени коммутации были получены при отсутствии подсветки промежутков. При подсвечивании промежутков длиной  $\delta = 0,1 - 0,5$  мм лампой ПРК-5 заметных различий во времени  $t_m$  не обнаружено.

Необходимо отметить, что при  $\delta = 0,05; 0,2; 0,5$  мм материал электродов (Cu, Al, W, сталь) и число ударов ( $\sim 1000$ ) не влияли на  $t_m$  и характер осциллограмм  $U_R(t)$ . Это говорит о том, что приэлектродные эффекты не имеют существенного влияния на процесс коммутации при статическом пробое коротких промежутков.

На рис. 3, б приведены зависимости  $t_m$  от  $E$  для различных газов при разряде линии. Здесь для воздуха,  $N_2$ ,  $H_2$   $U_0 = 15$  кВ, для Ag при  $E = 9,3$  кВ/см,  $U_0 = 7,2$  кВ, а для остальных точек  $U_0 = 11,5$  кВ. Для воздуха, азота, водорода имеется тенденция к сближению времен  $t_m$  при возрастании  $E$ . Интересно отметить, что в Ag при атмосферном давлении (что соответствует для нашего случая  $E = 9,3$  кВ/см,  $\delta = 7,8$  мм) время  $t_m$  намного меньше, чем в других газах. Этот факт ранее нигде не отмечался.

Таблица 1

$\delta = 0,1$ мм	$\beta$	1	2	3	4	5	6	7
$U_{ст} = 1$ кВ	$t_m$ нсек	0,85	0,8	0,75	0,7	0,6	0,45	0,3
$\delta = 2$ мм	$\beta$	1,25	1,4	1,7	1,95	2,15	2,4	2,6
$U_{ст} = 8,15$ кВ	$t_m$ нсек	3,2	2,4	1,8	1,35	1,1	0,81	0,7

Импульсный пробой промежутков осуществлялся путем подачи на исследуемый зазор импульсов с крутым фронтом различной амплитуды. Время фронта импульса бралось таким, чтобы пробой промежутка происходил на плоской части импульса. Исследовались два

зазора. При  $\delta = 0,1$  мм промежуток подсвечивался лампой ПРК-5, при  $\delta = 2$  мм подсветка отсутствовала. Данные по времени  $t_m$  и перенапряжению  $\beta = \frac{U_{пр}}{U_{ст}}$ , где  $U_{пр}$  — напряжение, при котором происходит пробой,  $U_{ст}$  — статическое пробивное напряжение промежутка, приведены в таблице 1.

Из табл. 1 видно, что одна и та же величина  $t_m$  для промежутка  $\delta = 2$  мм получается при гораздо меньшем перенапряжении, чем для  $\delta = 0,1$  мм. Интересно отметить, что для зазора  $\delta = 2$  мм при  $\beta = 1,25$  время  $t_m$  уже в несколько раз меньше времени  $t_m$ , которое получается при статическом пробое промежутка  $\delta = 2,0$  мм,  $p = 1$  ат.

Авторы благодарят Г. А. Месяца за постановку задачи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Воробьев, Г. А. Месяц. Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов. Госатомиздат, 1963.
2. Г. А. Воробьев, Г. А. Месяц, Г. С. Коршунов. ПТЭ, № 2, 98, 1963.
3. Г. А. Месяц, Г. А. Воробьев, Ю. И. Бычков. Радиотехника и электроника, № 4, 10, 1965.
4. R. C. Fletcher. Phys. Rev., 76, 1501, 1949.
5. Г. А. Месяц, Ю. П. Усов, Г. С. Коршунов. Радиотехника и электроника, № 5, 882, 1964.
6. Ю. И. Бычков, Г. А. Месяц. ЖТФ, в печати.
7. Г. А. Месяц, Г. С. Коршунов. ЖТФ, в печати.
8. В. В. Кремнёв, Г. А. Месяц. ПТЭ, № 1, 176, 1966.
9. R. Rompe, W. Weizel. Zeit. Physik, 122, 912, 1944.