

Б. 90

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт 43

С.Г.Бугаев, А.И.Искольдский, Г.А.Месяц

**О механизме импульсного перекрытия  
диэлектрика в вакууме**

НОВОСИБИРСК 1966

V+

## АННОТАЦИЯ

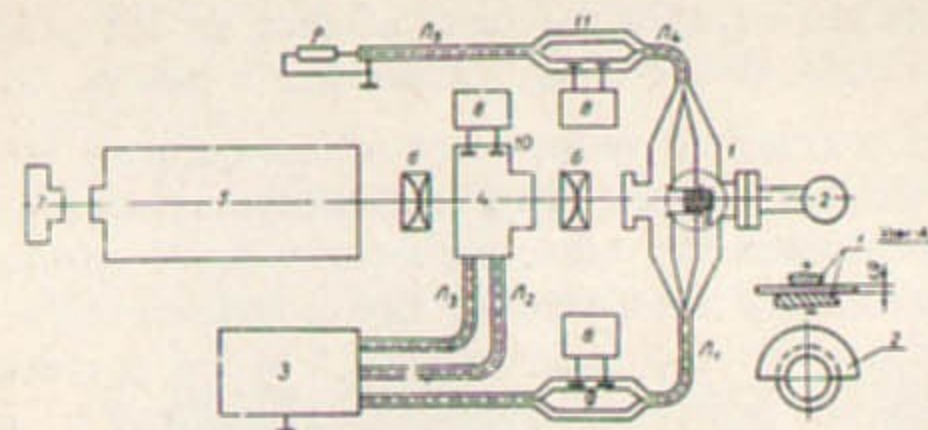
Приводятся экспериментальные данные исследования световых явлений на диэлектрике во время импульсного перекрытия и перед ним в наносекундном диапазоне времени. Скорость распространения свечения по диэлектрику  $2,7 \cdot 10^7$  см/сек при поле 137 кв/см, а предпробивной ток достигает нескольких ампер. Проведено статистическое исследование времени запаздывания разряда при импульсном перекрытии. Показано, что разряд инициируется одиночными электронами и развивается в слое газа, сорбированного на поверхности диэлектрика.

## § I. Введение

Исследованию перекрытия диэлектриков в вакууме посвящено значительное количество работ. Интерес к этому вызван желанием изучить физику явления перекрытия в связи с широким использованием керамики и стекла в качестве изоляторов в высоковольтных электровакуумных приборах. Кроме того, искра по диэлектрику в вакууме используется в качестве источника дальнего ультрафиолетового излучения, а также в наносекундной импульсной коммутационной аппаратуре. Большинство известных работ посвящены исследованию перекрытия диэлектриков в вакууме при воздействии постоянного напряжения. Процессы инициирования и развития импульсного разряда по диэлектрику в вакууме не исследовались. Настоящая работа посвящена изучению этих вопросов.

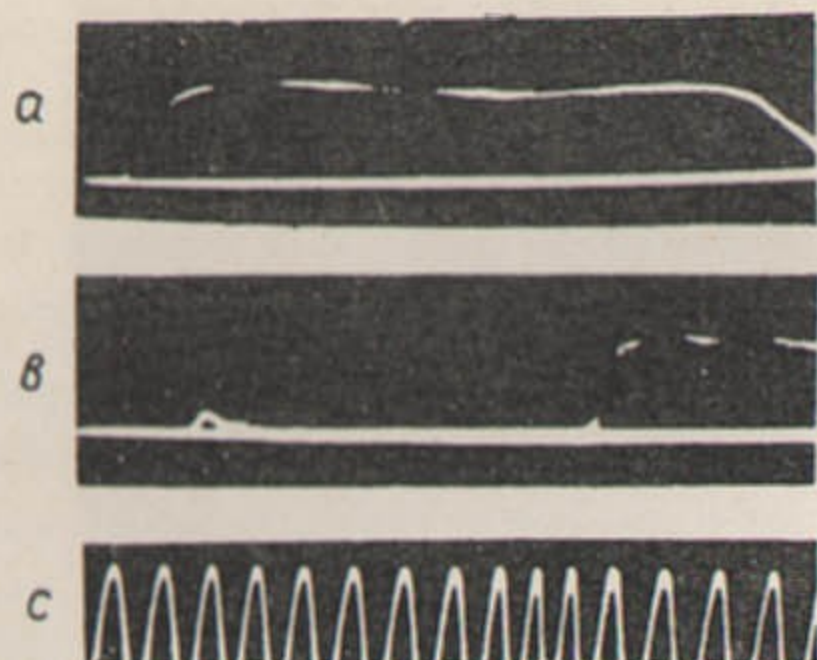
## § 2. Методика эксперимента

Диэлектрик из форстеритовой керамики устанавливался между электродами в коаксиальной вакуумной камере I (рис. I), которая от-



качивалась до  $8 \cdot 10^{-6}$  тор паромасляным насосом 2 с азотной ловушкой. Перед установкой в камеру диэлектрик подвергался обычной обработке, описанной в /1/. Перед съёмкой образец тренировался последовательными разрядами, однако не было замечено какого-либо влияния тренировки на время запаздывания перекрытия. Оба электрода диаметром 50 мм и 12 мм имели профиль Роговского и были выполнены из мо-

лиодена. Рабочие поверхности шлифовались до II класса чистоты, обезжиривались и просушивались. В некоторых экспериментах для улучшения катодного контакта в диэлектрик вжигалось серебро. Импульс напряжения с амплитудой до 40 кв и фронтом  $< 10^{-9}$  сек (рис.2) форми-



ровался генератором 3 с коммутирующим разрядником и искровым заострителем. Для регистрации световых явлений на поверхности диэлектрика использовалась методика, изложенная в работе /2/.

Регистратор состоит из импульсного наносекундного электронно-оптического преобразователя ЗИМ-2 с электростатической фокусировкой 4 и многокаскадного электронно-оптического преобразователя 5, предназначенного для усиления света, объективов 6, для фокусировки изображения на фотокатодах ЭОП 4 и 5 и фотоаппарата 7. Импульс от генератора 3 поступает в камеру I и для питания импульсного ЭОП 4. Длительность экспозиции кадра составляла 2,5 сек.

Изменяя временной сдвиг между приходом импульсов на камеру I и ЭОП 4 можно было экспонировать различные фазы процесса перекрытия. Одновременно с регистрацией оптической картины снималась осциллограмма импульса экспозиции с помощью ёмкостного делителя напряжения 9. Осциллограмма импульса тока перекрытия (рис.2) регистрировалась с помощью делителя напряжения II на осциллографе типа СИ-14. Точность привязки осциллограмм к фазе исследуемого

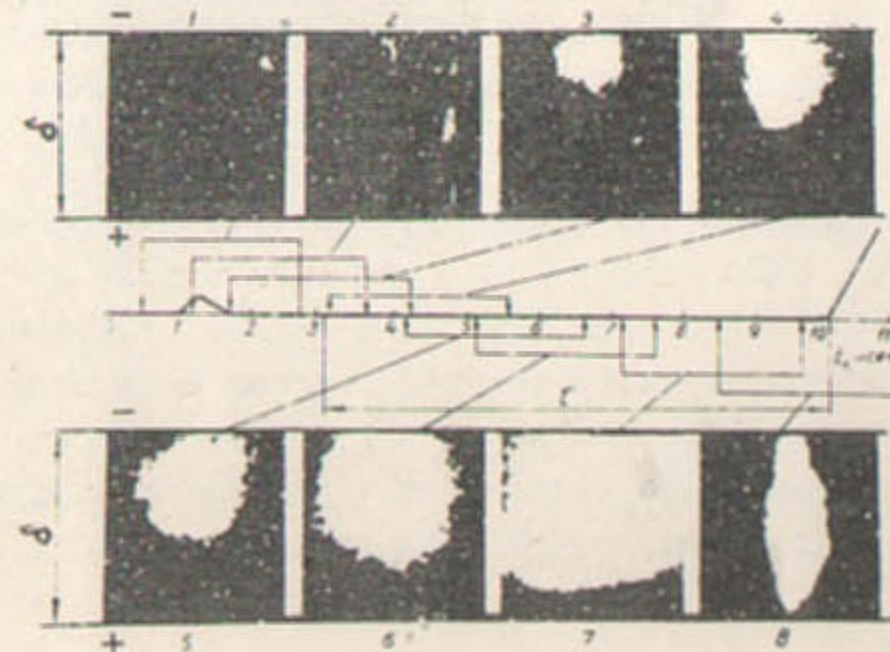
процесса  $\sim 10^{-10}$  сек. Разрешение на экране усилителя света составляло не менее 8 пар линий в пересчете к фотокатоду ЗИМ-2. мм

Исследования статистики времени запаздывания перекрытия в равномерном поле проведено на цилиндрическом образце керамики из стеатита, по своим электрическим свойствам очень близкой к форстериту (высота образца 2 мм, диаметр - II). При этом использовалась схема, приведенная на рис.1. Импульсы тока перекрытия регистрировались с помощью ёмкостного делителя напряжения II и осциллографа 8. Для построения каждого распределения снималось 150 осциллограмм. Время между пробоями составляло 5-6 сек. Снималась зависимость распределений от давления  $p$  и напряженности поля  $E$ . После окончания съёмки статистического распределения в зависимости от  $E$  или  $p$ , снималась контрольная серия при первоначальных условиях с тем, чтобы убедиться, что свойства поверхности диэлектрика не изменились.

Для регистрации предпробивного тока вместо ёмкостного делителя напряжения II (рис.1) использовался активный делитель с более низким коэффициентом деления, у которого в качестве высокоомного плеча служило волновое сопротивление линии  $\Lambda_4$ , низкоомного - параллельное соединение входных сопротивлений линии  $\Lambda_5$  и полосковой двухомной линии.

### § 3. Результаты эксперимента

на рис.3 приведены фотографии развития пробоя по поверхности

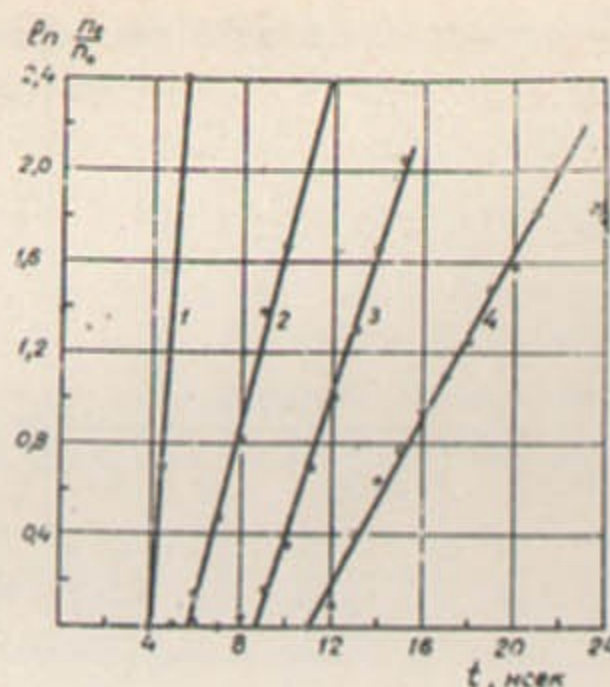


керамики в вакууме в разномерном поле при  $\delta = 1,9$  мм,  $E=137$  кв/см. На осциллограмме, приведенной там же, указаны фазы процесса перекрытия, которым они соответствуют. Пик в левой части осциллограммы соответствует моменту прихода импульса напряжения на диэлектрик.

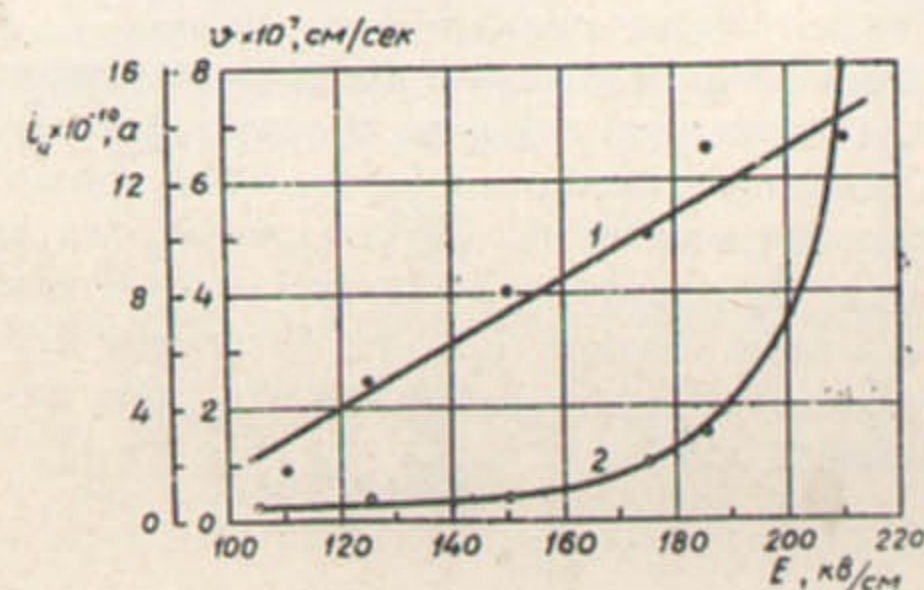
Из большого количества фотографий выбраны снимки, соответствующие перекрытию с практически одинаковым временем запаздывания  $t_3$ . Свечение на поверхности диэлектрика возникает у катода, но появляется оно не сразу после прихода импульса. Время от момента подачи импульса на диэлектрик до возникновения свечения меняется от разряда к разряду, однако интервал между возникновением свечения и началом резкого роста тока приблизительно одинаков. На осциллограмме (рис.3) это время составляет 7 нсек и обозначено через  $\tau$ . Существенно, что когда время запаздывания  $t_3 = \tau$ , то свечение возникает сразу после прихода импульса. На некоторых фотографиях отмечается дискретность свечения в начальной стадии. Свечение, возникшее у катода, продвигается к аноду со скоростью  $V = 2,7 \cdot 10^7$  см/сек, разрастаясь в ширину и увеличивая яркость. В момент, когда свечение касается анода, происходит сильная вспышка. За время  $< 10^{-9}$  сек яркость свечения возрастает на несколько порядков. На осциллограмме этот момент соответствует резкому возрастанию тока. В процессе нарастания тока происходит переход от диффузного свечения в канал.

После появления свечения ток в промежутке растет, достигая через 3 нсек величины порядка 1а, а к моменту начала резкого роста тока  $I \sim 10$ а. Измерение предпробивного тока производилось при  $t_3 = 12$  нсек, т.е. при наличии большой статистической составляющей. Это необходимо для исключения влияния емкостного тока через диэлектрик.

При статистической обработке результатов измерения времени запаздывания  $t_3$  было установлено, что зависимость логарифма отношения числа пробоев с временем  $t$  и больше от величины  $t$  имеет прямолинейный характер (рис.4). Причем есть некоторое наименьшее время ниже которого время  $t_3$  не уменьшается. Это время с большой точностью равно времени  $\tau$  (рис.3). Распределение, полученное из осциллограмм, снятых при оптических исследованиях,



приведено на кривой 3 рис.4. С уменьшением поля  $E$  время  $\tau$  и наклон прямой  $\ln n_+/n_0 = f(t)$  к оси  $t$  возрастают. Было найдено, что величина времени  $\tau$  при вжигании в керамику серебра в контакте катод-диэлектрик и без него при  $E = const$  не изменяется. Однако при вжигании серебра наблюдалась неустойчивость характеристик  $\ln n_+/n_0 = f(t)$  даже в пределах 100 пробоев, а сама характеристика  $\ln n_+/n_0$  имела вследствие этого отклонения от прямолинейности. Когда серебро на керамике в контакте катод диэлектрик отсутствовало, характеристики  $\ln n_+/n_0$  всегда были прямолинейными, а их наклон и время  $\tau$  слабо менялись даже при числе пробоев  $\sim 10^5$ . На рис.5 приведена зависимость скорости



развития разряда по поверхности стеатитовой керамики, от напряженности поля. Зависимость скорости  $V$  от остаточного давления в вакуумной камере приведена в таблице I. Наклон кривой  $\ln n_t/n_0 = f(t)$  к оси времени при этом колеблется в пределах 40% от средней величины.

Таблица I.

$\rho$ , тор	$2 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-2}$
$\frac{cm}{сек}$	$2,2 \cdot 10^7$	$2,9 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^7$

#### § 4. Обсуждение результатов

Кофмид /3/ показал, что решающую роль в процессе иницирования пробоя играет катодный контакт. Это подтверждается также нашими результатами. В местах прилегания диэлектрика к катоду поле составляет  $E = E_0 \epsilon / \delta_0 \epsilon / \delta + 1$ , где  $E_0, \epsilon, \delta$  - поле, диэлектрическая проницаемость и толщина диэлектрика,  $\delta_0$  - зазор между диэлектриком и катодом. Если  $\delta_0 \epsilon / \epsilon \ll 1$ , то поле в месте предполагаемого контакта усиливается в  $\epsilon$  раз. Для стеатитовой и форстеритовой керамики  $\epsilon = 6 + 7$ , следовательно, даже при абсолютно гладкой поверхности катода можно ожидать поле у катода порядка  $10^6$  в/см. С учетом шероховатостей на катоде это поле ещё больше. Поэтому естественно ожидать существенной эмиссии электронов с катода, иницирующей разряд.

Так как время между приложением импульса напряжения и появлением свечения на поверхности керамики  $\bar{t}$  статистически меняется, а время между появлением свечения и образованием канала остаётся приблизительно постоянным, то следует принять, что время запаздывания пробоя  $t_3$  состоит из статистической составляющей и времени формирования разряда  $\tau$ . Это разделение хорошо подтверждается также характером зависимостей  $n_t/n_0(t)$ , которые могут быть аппроксимированы кривыми  $n_t/n_0 = \exp(-\frac{t-\tau}{\bar{t}})$  (I)

где  $\bar{t}_0$  - среднее статистическое время запаздывания. Распределение (I) аналогично распределению Лауэ (см. например /4/), которое было им получено для случая газового разряда исходя из предположения, что для начала разряда необходимо появление у катода электрона, способного начать формирование лавины, приводящей с некоторой вероятностью  $W$  к пробоям. Учитывая характер зависимости (I) можно принять, что перекрытие по поверхности диэлектрика в вакууме иницируется одиночными электронами. Тогда, согласно (I), ток электронов с катода на поверхность диэлектрика можно найти по формуле:

$$i_0 = e / \bar{t}_0 w_1 w_2 \quad (2)$$

где  $e$  заряд электрона,  $w_1$  - вероятность того, что каждый электрон, попавший на диэлектрик может иницировать перекрытие  $w_2$  - вероятность, с которой иницирующий электрон приводит к перекрытию. Величина  $i_n = i_0 w_1$  является током иницирующих электронов. Так как  $\bar{t}_0$  слабо зависит от давления в интервале  $P = 10^{-2} + 10^{-5}$  тор и от количества перекрытий, то можно предполагать, что  $w_2 \approx 1$ . Следовательно, в нашем эксперименте с форстеритовой керамикой ток  $i_n = 5 \cdot 10^{-11}$  а, а для стеатитовой керамики зависимость  $i_n$  от  $E$  приведена на рис.5.

Исходя из этого, можно объяснить характер локализации разряда на поверхности диэлектрика: он возникает в том месте контакта, где поле  $E$  максимально, и разряд "привязывается" к этому месту.

Зная предразрядный ток, скорость распространения свечения и его геометрические размеры, можно решить вопрос о соотношении между числом электронов, обеспечивающих предразрядный ток, и числом молекул, участвующих в разряде. Скорость образования электронов

$$\frac{dn}{dt} = \frac{i(t)}{e} \quad (3)$$

а скорость поступления молекул в область, охваченную свечением

$$\frac{dN}{dt} = N_0 V e m \quad 9.$$

где  $N_0$  - число молекул в мономолекулярном слое на  $1 \text{ см}^2$  поверхности диэлектрика,  $V$  - скорость распространения свечения,  $e$  - ширина свечения,  $m$  - число мономолекулярных слоёв. При  $t = \tau/2$  ток  $i = 1 \text{ а}$ , поэтому  $dm/dt \cong 6 \cdot 10^{16} \text{ эл/сек}$ . Для  $N_2, O_2, CO_2, H_2O$  и других молекул, которые могут быть на поверхности,  $N_0 \cong 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  /5/. Так как  $V = 2,7 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ ,  $e = 0,1 \text{ см}$ , то  $dN/dt = 4 \cdot 10^{23} \frac{\text{мол}}{\text{сек}}$ . Т.е. даже для мономолекулярного слоя газа на поверхности диэлектрика ( $m = 1$ ) на каждый образованный в единицу времени электрон приводится  $10^5$  молекул газа. Следовательно, мономолекулярная плёнка газа может быть средой, в которой развивается разряд по поверхности диэлектрика в вакууме. При этом становится понятным рост скорости развития разряда с увеличением давления остаточного газа и слабая зависимость времени запаздывания разряда от сорта диэлектрика, обнаруженная в /1/.

Отсутствие зависимости статического пробивного напряжения от давления остаточного газа в камере и при обезгаживании образца диэлектрика при  $400^\circ\text{C}$  найденное в работе /6/, по-видимому, можно объяснить тем, что на поверхности образца оставалась плёнка адсорбированного газа /5/.

Настоящая работа выполнена в Томском Политехническом институте и институте ядерной физики СО АН СССР.

Авторы искренне признательны Ю.Е.Нестерихину за представленную возможность использовать электронно-оптическую аппаратуру, работавшую в ИЯФ СО АН СССР, за интерес к работе и полезные обсуждения результатов.

Авторы благодарят В.Б.Воробьева и А.С.Бльчанинова за помощь в проведении некоторых экспериментов.

#### Подписи к рисункам

Рис.1. Схема эксперимента

1. Вакуумная камера
  2. Высоковакуумный насос
  3. Генератор наносекундных импульсов
  4. Импульсный электронно-оптический преобразователь
  5. Усилитель света
  6. Объектив
  7. Фотоаппарат
  8. Осциллограф СГ-14
  - 9, 10, 11 - Емкостные делители напряжения
- В правом углу изображен разрядный промежуток для наблюдения световых явлений при перекрытии диэлектрика.

Рис.2. Осциллограммы импульсов

1. Импульс напряжения на входе в камеру
2. Импульс тока перекрытия керамики в вакууме
3. Калибровочная синусоида. Время между максимумами 2 нсек.

Рис.3. Фотография различных фаз развития процесса перекрытия диэлектрика в вакууме.

Снимки 1-7 сделаны при диафрагме объектива фотоаппарата равной 2; снимок 8 сделан при диафрагме 32.

Рис.4. График зависимостей логарифма отношения числа пробоев с временем  $t$  и больше от величины  $t$ .

1, 2, 4 - стеатит при напряженности поля, соответственно,  $E = 175, 150, 110 \text{ кв/см}$ ; 3 - форстерит при  $E = 137 \text{ кв/см}$ .

Рис.5. Зависимости скорости развития разряда  $V$  по поверхности стеатитовой керамики (1) и величины инициирующего тока  $t_H$  и от напряженности поля  $E$  (2).

Л и т е р а т у р а

1. Бугаев С.П., Месяц Г.А. ДТФ 1965 г., т. XXXV, вып. 7.
2. Искольдский А.М., Нестерихин Ю.Б., Федоров В.М. Доклад на I Всесоюзном симпозиуме по наносекундной импульсной технике в г. Горьком, 1965 г.
3. M. Y. Kofoid *Power Apparatus and Systems* № 6, p. 991, 1960 г.
4. Н.А. Калцов, "Электрические явления в газах и вакууме", Гостехиздат, 1956.
5. С. Дэшман. Научные основы вакуумной техники, Изд-во "Мир", 1964.
6. P. H. Gleichauf, *J. Appl. Phys* 22, № 5, 1951 г.