

УДК 537.226/56 + 651.385

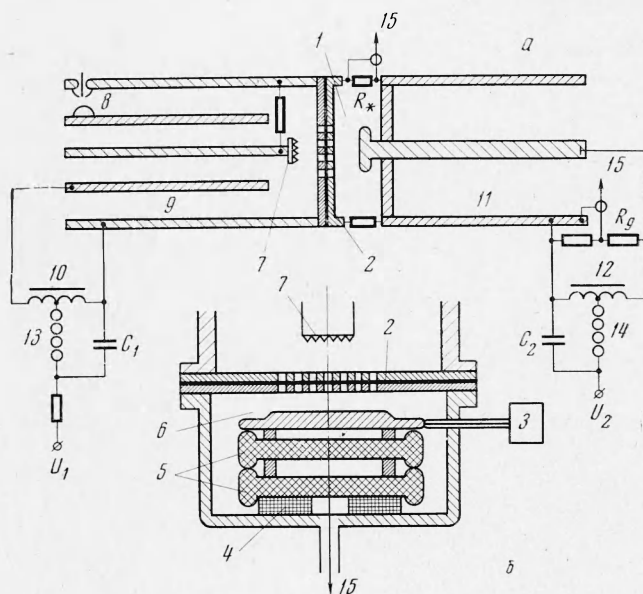
РАЗРЯД В ГАЗЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ,  
ИНИЦИИРУЕМЫЙ ПУЧКОМ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ<sup>1</sup>

Б. М. Ковальчук, В. В. Кремнев, Г. А. Месяц  
Ю. Ф. Поталицын

(Гомск)

В работе [1] было показано, что для устранения образования канала разряда в газе при высоком давлении необходимо перед началом разряда иметь много иницирующих электронов, распределенных по катоду или объему разрядного промежутка. В [2] для этой цели предлагалось использовать пучок быстрых электронов. В данной работе приведены результаты исследования разряда в азоте при давлении до 16 ат, инициируемого пучком электронов со средней энергией  $100 \div 350$  кэв. Получена бесканальная форма разряда при напряжениях выше  $10^5$  в и коммутируемых токах в десятки килоампер. Бесканальная форма разряда характеризуется поглощением в газе удельной мощности порядка  $10^7 \div 10^9$  вт/см<sup>3</sup> и более за время порядка  $10^{-8}$  сек.

1. Методика эксперимента. Экспериментальные исследования проводились на установке, схематически изображенной на фиг. 1 (а — с использованием разряда длинной линии, б — с разрядом емкости). Электронный

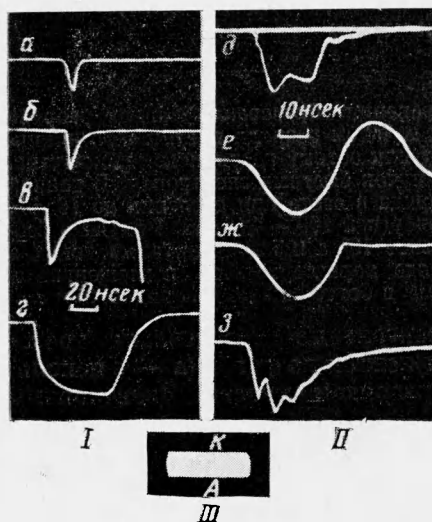


Фиг. 1

пучок формировался ускорителем прямого действия, представляющим собой генератор высоковольтных наносекундных импульсов, использующий в качестве нагрузки многоострый катод. Высоковольтный импульс формировался с помощью системы коаксиальных линий 9, собранных по схеме Блюмляйна [3], заряжаемых от импульсного трансформатора 10, на пер-

<sup>1</sup> Работа была доложена на 10-й Международной конференции по явлениям в ионизированных газах, 13—18 сентября 1971 г., Оксфорд.

вичную обмотку которого через многозазорный разрядник 13 [4] разряжалась батарея малоиндуктивных конденсаторов  $C_1$ . Фронт импульса формировался разрядником 8, срабатывающим при достижении максимума зарядного напряжения. Сформированный импульс с амплитудой 300 кВ длительностью  $10^{-8}$  сек прикладывался к многоострийному катоду 7, вызывая эмиссию электронов. Длительность электронного пучка, сформированного ускорителем,  $10^{-8}$  сек; время нарастания электронного тока  $3 \cdot 10^{-9}$  сек (фиг. 2, а); максимальная энергия электронов  $W_* = 300$  кэВ.



Фиг. 2

Оценка распределения электронов по энергиям в пучке, прошедшем через коллиматор 2 с титановой фольгой (Ti-фольгой) толщиной 50 мк, проводилась при пропускании пучка через набор калиброванных фольг из Al толщиной 20 мк. Максимальная энергия электронов, прошедших коллиматор с Ti-фольгой, составила  $W_* = 180$  кэВ; наиболее вероятная энергия электронов  $W_0 \approx 70$  кэВ. Амплитуда электронного тока за фольгой регулировалась в пределах  $20 \div 100$  а либо изменением ускоряющего напряжения, либо изменением расстояния анод — катод в ускоряющем промежутке. Измерение электронного тока производилось с помощью цилиндра Фарадея. Апертура пучка на выходе из фольги составляла  $20 \text{ см}^2$ . Распределение плотности тока по сечению пучка имело вид кривой Гаусса.

Пучок электронов через коллиматор 2 выводился в исследуемый разрядный промежуток 1 (фиг. 1, а), на который разряжалась длинная линия 11, заряжаемая синхронно с ускорителем от импульсного трансформатора 12, на первичную обмотку которого через многозазорный коммутатор 14 разряжался малоиндуктивный конденсатор  $C_2$ .

Линия 11 (диэлектрик — глицерин, волновое сопротивление  $R = 10 \text{ ом}$ ) формировала импульсы напряжения длительностью  $8 \cdot 10^{-8}$  сек при амплитуде до 250 кВ. Время зарядки формирующей линии от импульсного трансформатора, равное  $0,5 \cdot 10^{-6}$  сек, позволяло получать на исследуемом промежутке напряжение  $U_0$ , вдвое превышающее статическое пробивное напряжение  $U_*$  ( $\beta = U_0/U_* \leq 2$ ). Зарядное напряжение измерялось с помощью омического делителя  $R_0$ ; разрядный ток регистрировался как сигнал в точках 15 с низкоомного безындуктивного шунта  $R_*$  на осциллографе И-2-7.

Исследуемый разрядный промежуток 1 регулируемой длины  $d = 2 \div 20 \text{ мм}$  наполнялся азотом при давлении  $p = 1 \div 16 \text{ ат}$ .

Предварительные эксперименты были проведены с разрядным контуром (фиг. 1, б), в котором использовались в качестве накопительного элемента безындуктивные керамические конденсаторы 5, соединенные последовательно, с эквивалентной емкостью  $C = 3400 \text{ пф}$ . Конденсаторы заряжались от источника постоянного напряжения 3 до  $U_0 \leq 50 \text{ кВ}$  (напряжение на промежутке не превышало статического пробивного  $U_0 \leq U_*$ ,  $\beta \leq 1$ ). Длина разрядного промежутка б изменялась в пределах  $d = 2 \div 10 \text{ мм}$ , давление азота в разрядной камере  $p = 1 \div 16 \text{ ат}$ . Ток разря-

да измерялся с помощью угольного шунта 4, сигнал с которого регистрировался осциллографом И-2-7. Электронный пучок в этом случае формировался наносекундным ускорителем прямого действия [5] с острым катодом 7. Исследования проводились при энергии электронов  $W^* = 350$  кэв, амплитуде электронного тока на выходе коллиматора 2 с титановой фольгой  $i_- = 200$  а; длительность импульса тока  $2 \cdot 10^{-8}$  сек; фронт импульса  $3 \cdot 10^{-9}$  сек (фиг. 2, д).

**2. Результаты экспериментов. Разряд длинной линии.** На фиг. 2 I — осциллограммы электронного (а) и разрядного (б, в, г) токов при разряде длинной линии; II — осциллограммы электронного (д) и разрядного (е, ж, з) токов при разряде емкости; III — фотография интегрального свечения в разрядном промежутке при разряде емкости. При напряжении на разрядном промежутке, меньшем статического пробивного ( $U_0 < U_*$ ), разрядный ток при давлениях  $p = 1 \div 16$  ат и длинах промежутков ( $d = 2 \div 20$  мм) показан осциллограммой фиг. 2, б. При этом в разрядном промежутке наблюдается равномерно распределенное по межэлектродному объему слабое красноватое свечение, усиливающееся по мере роста разрядного напряжения  $U_0$ . При напряжениях  $U_0 > U_*$  (при давлениях  $p \geq 3$  ат) через некоторое время запаздывания  $t_*$  после начального пика разрядного тока происходит резкий скачок коммутируемого тока (фиг. 2, е); при этом в разрядном промежутке наблюдается обычный узкий ярко светящийся искровой канал.

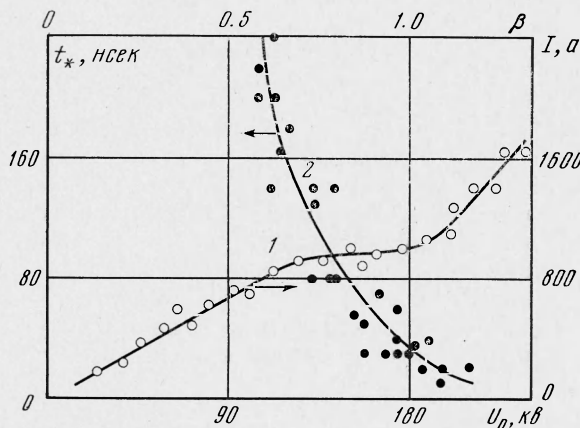
При давлении в разрядном промежутке  $p \sim 1$  ат с ростом разрядного напряжения  $U_0 > U_*$  в межэлектродном промежутке свечение усиливается без видимых признаков стягивания объемного разряда в искровой канал; ток разряда при этом имеет вид фиг. 2, г.

Типичная вольт-амперная характеристика разряда длинной линии в доискровой стадии в случае  $i_- = 50$  а,  $p = 7$  ат,  $d = 1$  см приведена на фиг. 3 (кривая 1).

На характеристике можно выделить три участка: при  $U_0 \ll U_*$  разрядный ток растет линейно с ростом напряжения; затем происходит «насыщение» разрядного тока при напряжениях от  $U^0$  до  $U_*$ ; наконец, при превышении  $U_*$  (при  $\beta > 1$ ) происходит дальнейший линейный рост разрядного тока.

На фиг. 3 (кривая 2) приведена типичная зависимость времени запаздывания возникновения искровой стадии разряда  $t_*$  от напряжения на промежутке  $U_0$  для случая  $i_- = 20$  а,  $p = 7$  ат,  $d = 1$  см. При  $\beta = 1 \div 1.2$  время запаздывания  $t_* = 10 \div 20$  нсек и при дальнейшем увеличении  $\beta$  практически  $t_* \sim 10^{-9}$  сек и менее.

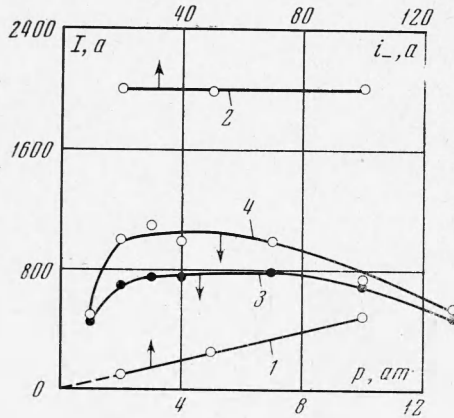
На фиг. 4 приведены зависимости амплитуды разрядного тока  $I$  от начального электронного тока  $i_-$  при  $U^0 < U_0 < U_*$  (кривая 1) и при  $U_0 > U_*$  (кривая 2) при  $pd = 760$  тор·см, а также зависимости  $I$  от давления азота  $p$  в разрядном промежутке при  $E/p = \text{const}$  для  $d = 1$  см,



Фиг. 3

$i_- = 50 \text{ a}$  (кривые 3, 4). Кривые имеют максимум в диапазоне давлений  $p = 3 \div 8 \text{ ат}$ .

**Разряд емкости.** Эксперименты проведены при зарядке конденсаторов 5 (фиг. 1, б) постоянным напряжением  $U_0 \leq U_*$  ( $\beta \leq 1$ ). Для вольт-амперной характеристики разряда емкости характерны только два участка,



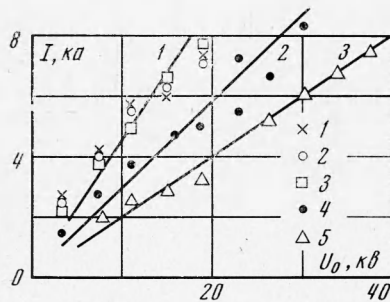
Фиг. 4

имеющихся на вольт-амперной характеристике разряда длинной линии (фиг. 3, кривая 1), — начальный линейный рост разрядного тока с увеличением напряжения и насыщение разрядного тока при напряжениях, близких к статическому пробивному  $U_*$ .

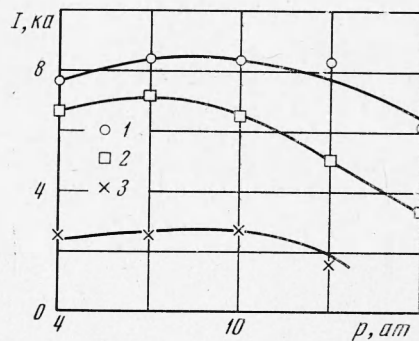
На фиг. 5, а приведены зависимости разрядного тока  $I$  от зарядного напряжения на емкости  $U_0$  при давлениях азота  $p = 4, 7, 10, 13, 16 \text{ ат}$ , которым соответствуют кривые 1, 2, 3, 4, 5; на фиг. 5, б — зависимости разрядного тока  $I$  от давления  $p$  при разных напряжениях  $U_0$  (1—30 кВ, 2—18 кВ, 3—4 кВ).

На фиг. 2, III приведена фотография интегрального свечения промежутка при разряде емкости, заряженной до  $U_0 = 30 \text{ кВ}$  ( $p = 1 \text{ ат}$ ,  $d = 1 \text{ см}$ , А — анод, К — катод).

На фиг. 2, е приведена осциллограмма тока разряда емкости при  $U_0 = U_*$  через обычный искровой канал в отсутствие начального тока пучка. Ток разряда имеет колебательный характер с периодом и амплитудой.



а



б

Фиг. 5, а, б

определяемыми емкостью ( $C = 3400 \text{ нф}$ ), индуктивностью (состоящей из индуктивности искры и индуктивности разрядной системы) и активным сопротивлением, которое определяет декремент затухания колебаний тока.

При инициировании разряда электронным током осциллограммы разрядного тока показаны на фиг. 2, ж при давлении  $p = 1 \text{ ат}$  и на фиг. 2, з при  $p = 6 \text{ ат}$ ; при давлениях  $p \gg 1 \text{ ат}$  крутизна фронта коммутируемого тока увеличивается.

Величина разрядного тока, инициированного электронным пучком, достигает значений, равных амплитуде первой полуволны коммутируемого

тока при замыкании разрядного промежутка обычным искровым каналом (фиг. 2, е, ж, з).

Следует отметить, что в описанных экспериментах электронный пучок вводился в разрядный промежуток как со стороны катода, так и со стороны анода. При этом не замечено каких-либо различий в характере свечения газа, осциллограммах тока и в основных экспериментальных зависимостях в исследованных условиях.

**3. Вывод теоретических соотношений.** Пусть имеется газовый промежуток длиной  $d$  с напряженностью электрического поля  $E_0$  и давлением газа  $p$ . Если со стороны катода  $K$  через диафрагму  $D$  к аноду  $A$  в него входит однородный пучок электронов сечением  $S$  с плотностью тока  $j_-$  и энергией  $W$  (фиг. 6, б), то, пренебрегая вторичными процессами на катоде и учитывая ударную ионизацию (ионизацию электронами пучка) и дрейф электронов, получим уравнение непрерывности для электронов

$$\frac{\partial \rho_-(x, t)}{\partial t} = - \frac{\partial \rho_-(x, t) v_-(x, t)}{\partial x} + \alpha(x, t) v_-(x, t) \rho_-(x, t) + \psi(t) \quad (3.1)$$

Для учета влияния объемного заряда воспользуемся уравнением Пуассона

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{\rho_+(x, t) - \rho_-(x, t)}{\epsilon_0} \quad (3.2)$$

где  $\rho_-(x, t)$  и  $\rho_+(x, t)$  — плотности заряда электронов и ионов в промежутке,  $v_-(x, t)$  и  $\alpha(x, t)$  — дрейфовая скорость и коэффициент ударной ионизации,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $E(x, t)$  — напряженность поля в промежутке

$$\psi(t) = j_-(t) n_0 p \langle \sigma \rangle \quad (3.3)$$

$n_0 = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{тор}^{-1}$ ,  $\langle \sigma \rangle$  — среднее значение сечения ионизации ( $\text{см}^2$ ),  $p$  — давление газа в промежутке ( $\text{тор}$ ). Граничное и начальное условия

$$\rho_-(0, t) = 0, \quad \rho_-(x, 0) = 0 \quad (3.4)$$

Величины  $v_-(x, t)$  и  $\alpha(x, t)$  определяются напряженностью поля  $E(x, t)$ , а последняя — разностью потенциалов на промежутке  $U(t)$ . Величина  $U(t)$  определяется из уравнения Кирхгофа для контура.

В общем случае решение системы уравнений (3.1) и (3.2) затруднительно, поэтому введем некоторые допущения. Будем считать, что ток в промежутке определяется в основном дрейфом электронов положительного столба, для которого в любой момент времени  $\partial E / \partial x = 0$  вследствие квазинейтральности плазмы. Если для длительности электронного потока  $\tau$  и длины промежутка  $d$  соблюдаются условия

$$\tau \ll t^\circ, \quad \int_0^{t^\circ} \alpha(t) v_-(t) dt \gg 1, \quad \int_0^{t^\circ} \frac{v_-(t) dt}{d} \ll 1 \quad (3.5)$$

где  $t^\circ$  — время развития разряда, то из (3.1) для тока в разрядном контуре получим

$$i(t) \approx \frac{N_0 e v_-(t)}{d} \exp \left( \int_0^t \alpha(t_2) v_-(t_2) dt_2 \right) \quad (3.6)$$

$$N_0 = \frac{\langle \sigma \rangle n_0 p S d}{e} \int_0^\tau j_-(t_1) dt_1$$



Этот процесс лавинного роста тока рассматривался подробно в [1,2]. Остановимся теперь на другом случае, когда

$$\tau = t^0, \int_0^{t^0} \alpha(t) v_-(t) dt \ll 1 \quad (3.7)$$

Если разность потенциалов между катодом и анодом такова, что  $U_0 = E_0 d < U_*$  ( $U_*$  — статическое пробивное напряжение), то при соблюдении условий (3.7)

$$\int_0^{t^0} v_-(t) dt \ll d \quad (3.8)$$

Условия (3.7) и (3.8) означают, что ударной ионизацией электронами можно пренебречь и что длина дрейфа электронов много меньше длины промежутка.

При условии (3.7), учитывая, что

$$v_-(t) = k_0 \frac{U(t)}{pd}$$

решение уравнения (3.6) при разряде емкости приводит к току в контуре

$$i(t) = U_0 \lambda t \exp\left(-\frac{t^2 \lambda}{2C}\right) \quad (3.9)$$

а при разряде линии

$$i(t) = \frac{U_0 \lambda t}{1 + R \lambda t}, \quad \lambda = \frac{n_0 k_0 \langle \sigma \rangle i_-}{d}, \quad i_- = j_- S = \text{const} \quad (3.10)$$

где  $i_-$  — ток пучка иницирующих электронов при  $t < \tau$ . При  $t < 0$   $i_- = 0$ . Из (3.9) следует, что амплитуда импульса тока

$$I = U_0 \sqrt{\lambda C / 2.73} \quad (3.11)$$

Подставляя величину  $\lambda$  из (3.10), получим

$$\frac{U_0}{I} = 1.6 \sqrt{d / n_0 k_0 \langle \sigma \rangle i_- C} \quad (3.12)$$

Из (3.9) и (3.10) и уравнений Кирхгофа для энергии в промежутке соответственно получим

$$W = \frac{U_0 C}{2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t^2 \lambda}{C}\right) \right]$$

$$W = \frac{U_0^2 t}{4R} \left[ \frac{4}{R \lambda t} \ln(1 + R \lambda t) - \frac{4}{1 + R \lambda t} \right] \quad (3.13)$$

Формулы (3.9)—(3.13) были получены при следующих условиях: поле вдоль промежутка  $E = E(t)$  однородно и сечение ионизации  $\sigma = \langle \sigma \rangle = \text{const}$  во всем промежутке. Последнее условие требует, чтобы энергия электронов пучка была  $\sim 10^5$  эв, а потери в газе  $\Delta W \ll W$ .

Зависимость  $\langle \sigma \rangle (W)$  для азота приведена на фиг. 6, а [6]. Здесь же приведена зависимость произведения  $pd$  от энергии электрона  $W$ , которая показывает, какая необходима минимальная энергия электрона  $W$ , чтобы он пересек промежуток длиной  $d$  при давлении азота  $p$ .

Влияние объемного заряда на напряженность поля вдоль промежутка учтено при решении системы (3.1) и (3.2) методом последовательных при-

ближений. При расчете падение напряжения в коммутаторе принято постоянным, равным  $U_0$ , лавинное размножение электронов не учитывалось. В качестве нулевого приближения напряженность поля во всем промежутке бралась постоянной. Решение (3.1) при  $\psi(t) = \text{const}$  имеет вид

$$\begin{aligned} \rho_-(x, t) &= \psi x / v_- \quad \text{при} \\ 0 < x < v_- t, \quad \rho_-(x, t) &= \\ &= \psi t \quad \text{при} \quad v_- t < x < d \end{aligned} \quad (3.14)$$

Прикатодное падение напряжения получается как решение уравнения (3.2) во втором приближении, т. е.

$$U_- \approx U_0 \omega \times \quad (3.15)$$

$$\times \left( 2t^* - e^{-t^*} \int_0^{t^*} e^{\xi^2} d\xi \right)$$

где

$$t^* = t \frac{\sqrt{k_0 \psi}}{2 \sqrt{\rho \epsilon_0}},$$

$$\omega = \frac{2 \sqrt{k_0 \epsilon_0} U_0}{\sqrt{\psi} p d^2}$$

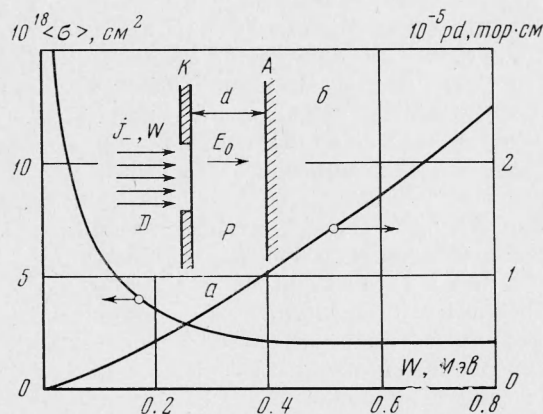
Полагая  $U_- / U_0 \ll 1$ , из (3.15) при  $t^* > 2$  имеем

$$U_- / U_0 \ll 2k_0 U_0 t / p d^2 \approx 2v_- t / d \quad (3.16)$$

Нетрудно видеть, что при условии (3.8), согласно (3.16)  $U_- \ll U_0$ . Это означает, что при выполнении (3.8) влиянием объемного заряда на ток можно пренебречь.

**4. Обсуждение результатов.** Фотография III на фиг. 2 разряда емкости на промежутке с пучком электронов показывает объемный характер разряда. В случае разряда длинной линии такой разряд наблюдался при давлении  $p = 1 \text{ ат}$  при перенапряжении  $\beta \leq 2$  в течение всего импульса, формируемого линией (фиг. 2, е); при давлениях  $p > 3 \text{ ат}$  объемный разряд наблюдался при  $\beta \leq 1.2$  в течение времени  $t_*$  до наступления искровой стадии (фиг. 2, е); при  $\beta \leq 0.6$  и  $p > 3 \text{ ат}$  искровая стадия отсутствует, т. е.  $t_* > 0.3 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$  (фиг. 3, кривая 2). Процессы, приводящие к пробое при  $U_0 < U_*$ , по-видимому, аналогичны случаю поджига разрядника интенсивной ультрафиолетовой подсветкой. Следует отметить, что и при  $\beta > 1$   $p > 3 \text{ ат}$  можно получить бесканальный разряд при использовании больших начальных электронных токов ( $i_- > 10^3 \text{ а}$ ). В условиях  $t < t_*$  следы эрозии электродов отсутствуют. Таким образом, экспериментально подтверждена [2] возможность устранения канала при пропускании пучка электронов через разрядный промежуток.

Униполярность импульсов тока (фиг. 2, ж, з) при наличии пучка электронов и продолжительный колебательный характер разряда при отсутствии пучка (фиг. 2, е) показывают возрастание мощности объемного разряда с пучком, по сравнению с мощностью искрового разряда. В случае  $C = 3400 \text{ нф}$ ,  $U_0 = 45 \text{ кв}$  средняя мощность в разряде с пучком за время  $t \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$  больше  $10^8 \text{ вт}$ , удельная величина  $\sim 10^7 \text{ вт/см}^3$ .



Фиг. 6

Отсутствие искр, большая удельная мощность и запаздывание появления искровой стадии после прекращения тока пучка позволяют использовать разряд с пучком для получения коротких мощных импульсов тока, в коммутаторе на напряжения  $U_0 > 10^5$  в с малым временем запуска, для накачки газовых лазеров и т. д.

Теоретические зависимости п. 3 позволяют объяснить экспериментальные данные для сильных перенапряжений и малых напряжений, а также в условиях, когда  $\langle \sigma \rangle$  слабо зависит от параметра  $pd$  газового промежутка и ток пучка при прохождении через газ не меняется. Так, в соответствии с (3.12), угол наклона кривой  $I$  (фиг. 5) для емкости практически не зависит от  $p$  в диапазоне давлений  $4 \div 10$  ат. Аналогично ток  $I$  (кривые 1—3 на фиг. 5, в) для емкости в диапазоне  $p = 4 \div 10$  ат не зависит от  $p$ , что следует из (3.14). В этих условиях  $pd = (0.2 \div 0.8) \cdot 10^4$  тор, что соответствует  $\Delta W \leq 50$  кэв. Учитывая, что в этом эксперименте наиболее вероятная энергия электрона  $W \approx 70$  кэв, получаем при  $p < 10$  ат,  $\langle \sigma \rangle \approx 10^{-17}$  см<sup>2</sup>. Из (3.12) при  $\langle \sigma \rangle \approx 10^{-17}$  см<sup>2</sup>,  $C = 3400$  нф,  $i_- = 200$  а,  $d = 0,8$  см имеем  $U_0/I \approx 4$  ом. Экспериментальное значение  $U_0/I = (2.2 \div 3.3)$  ом, согласно фиг. 5. Имеющееся расхождение с экспериментом обусловлено, по-видимому, пренебрежением в расчете ионизацией электронами пучка с энергией  $W < 10$  кэв.

Уменьшение  $I/U_0$  с ростом  $p$  при  $p > 10$  ат (кривые 2, 3) имеет место при  $\Delta W \sim W$  и более при поглощении значительной части электронов пучка промежутком. В этом случае

$$I/U_0 = ek_0 N / pd^2 \quad (4.1)$$

где  $N \approx \text{const}$  — количество электронов, образуемых пучком в зазоре. Тогда при  $d = \text{const}$   $I/U_0 \sim 1/p$ . Аналогичное явление, по-видимому, имеет место при разряде линии (кривые 3 и 4 на фиг. 4). Если в (4.1) положить  $E_0/p = \text{const}$ , то при  $d = \text{const}$  ток  $I$  не зависит от давления  $p$  (плоская часть кривых при  $p = 2 \div 8$  ат).

Рекомбинационные потери, по-видимому, становятся существенными при больших давлениях. Согласно [7] при  $\sqrt{\beta_* \psi / et} > 1$ , где  $\beta_*$  — коэффициент рекомбинации, и плотность электронов стремится к насыщению. Например, для азота ( $\beta_* = 3 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/сек [7]), когда  $t = 10^{-8}$  сек,  $j_- = 5$  а/см<sup>2</sup>,  $\langle \sigma \rangle = 4 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> это имеет место при  $p > 10$  ат. К сожалению,  $\beta_*$  сильно зависит от температуры молекул, электронов и вида рекомбинации, поэтому для учета рекомбинационных потерь необходимы дополнительные сведения о газоразрядной плазме. По-видимому, некоторый спад тока при  $p > 8$  ат (кривые 3 и 4 на фиг. 4) объясняется рекомбинационными потерями в случае поглощения значительной части электронного пучка в прикатодной области разрядного промежутка.

Линейный рост тока  $I(i_-)$  для линии (кривая 1 на фиг. 4) при  $U_0 = \text{const}$  ( $\beta < 1$ ) согласуется с теоретической зависимостью (3.10) при  $R\lambda t \ll 1$  и малых величинах  $p$ . Постоянное значение  $I$  (кривая 2 на фиг. 4) с ростом  $i_-$  при  $U_0 > U_*$  легко объясняется закономерностями, полученными в [4]. Согласно [4] при лавинном размножении электронов в промежутке ток  $I$  не зависит от их начального числа. Линейная зависимость вольт-амперной характеристики разряда (кривая 1 на фиг. 3) при  $U_0 < U_*$  объясняется так же, как и кривая 1 на фиг. 4; «насыщение» при  $120 < U_0 < 180$  кэв наступает, когда условие (3.16) не выполняется. В этом случае уменьшение тока объясняется влиянием объемного заряда. Дальнейший рост  $I(U_0)$  при  $U_0 > 180$  кэв вызван лавинным размножением электронов.

Был проведен также ряд экспериментов с разрядом линии, направленных на практическое использование исследуемого явления. При за-



пуске генератора наносекундных импульсов на напряжение  $1 \text{ Мв}$  использовался пучок с током  $i = 2000 \text{ а}$  и энергией электронов  $\sim 350 \text{ кэв}$ . При давлении азота  $p = 7 \text{ ат}$  максимальный ток в бесканальном разряде достигал  $I = 4 \cdot 10^4 \text{ а}$  при  $U_0 = 700 \text{ кв}$ , удельная энергия, рассеиваемая при этом,  $\sim 10 \text{ Дж/см}^3$ . Исследовалась также возможность получения наибольшего объема, заполняемого плазмой. При этом катод и анод имели площадь  $S = 40 \times 1 \text{ см}^2$ . На промежуток разряжалась полосковая линия. Электроны впускались через катод из тонкой фольги, причем острия катода ускорителя располагались вдоль всего катода газоразрядного промежутка (т. е. на длине  $40 \text{ см}$ ). Инжектируемый ток электронов составлял  $\sim 10^3 \text{ а}$  при энергии до  $400 \text{ кэв}$ . При  $d = 1 \text{ см}$ ,  $p \leq 6 \text{ ат}$  ( $\text{CO}_2$  или  $\text{O}_2$ ) и напряжении на полосковой линии  $70 \text{ кв}$  удавалось получить разряд во всем объеме газа.

Кроме того, осуществлялся разряд накопительной линии при помощи так называемого «самопуска» разрядного промежутка. Для этого катод разрядника соединялся с землей через индуктивность, а между катодом разрядника и землей включался вакуумный диод с многоострийным катодом. В процессе разряда в промежутке к диоду прикладывалось напряжение, которое вызывало эмиссию электронов в диоде и ускоряло пробой промежутка.

Возможность применения бесканального разряда для создания безиндуктивных коммутаторов уже обсуждалась [2]. Можно применять и канальный разряд, возбуждаемый пучком. Действительно, зажигание канала разряда возможно за время  $10^{-9} \text{ сек}$  (фиг. 3). Это позволяет параллельно запускать несколько каналов в одном промежутке, что существенно снижает потери в искре и ее индуктивность.

Поступила 15 II 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А. Лавинный разряд в газе и генерирование нано- и субнаносекундных импульсов большого тока. Докл. АН СССР, Техн. физ., 1970, т. 191, № 1, стр. 76.
3. Месяц Г. А., Насибов А. С., Кремнев В. В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. М., «Энергия», 1970.
4. Ковальчук Б. М., Месяц Г. А., Поталицын Ю. Ф. Искровой разрядник для точного включения конденсаторов в мощных конденсаторных батареях. Приборы и техника эксперимента, 1968, № 6, стр. 161.
5. Бугаев С. П., Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Ковальчук Б. М., Месяц Г. А. Сильноточный импульсный ускоритель электронов. Приборы и техника эксперимента, 1970, № 6.
6. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, т. 1. М., Атомиздат, 1969.
7. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., «Мир», 1967.