

28 225 3a  
**И Н С Т И Т У Т**  
**ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

**ПРЕПРИНТ И Я Ф 16 - 73**

**С.И.Баранник, С.Б.Вассерман, А.Н.Лукин**

**ИЗМЕРЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ИНДУКТИВ -**  
**НОСТИ КАНАЛА МОЩНОГО ИСКРОВОГО**  
**РАЗРЯДА В ГАЗЕ**

**Новосибирск**

**1973**

# ИЗМЕРЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ИНДУКТИВНОСТИ КАНАЛА МОЩНОГО ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ

С.И.Баранник, С.Б.Вассерман,

А.Н.Лукин

## А Н Н О Т А Ц И Я

В работе приводятся методика и результаты измерения сопротивления и индуктивности искрового канала длиной 40 см в воздухе, элегазе ( $SF_6$ ) и смесях элегаза с азотом при давлениях до 12 атм и напряжениях до 5 Мв с инициированием разряда тригatronным поджигом.

На основании полученных данных вычислены числовые значения констант в функциональных зависимостях, полученных из теории Брагинского, которые связывают радиус искрового канала и его сопротивление с током разряда в функции времени.

Изучение электрических параметров искрового канала проводилось в связи с разработкой генераторов мощных импульсов релятивистских электронных пучков наносекундной длительности, в которых характеристики высоковольтного разрядника существенно влияют на параметры электронного пучка (форма и длительность импульса тока, максимальная энергия и энергетический спектр электронов, суммарная энергия электронов пучка в импульсе).

Эксперименты проводились на генераторе релятивистских электронных пучков наносекундной длительности РИУС-5 /1/. Искровой канал является частью разрядной цепи генератора, в состав которой, кроме того, входят следующие элементы: высоковольтный электрод (кондуктор), электрод ускорительной трубки с катодом и вакуумный ускорительный промежуток.

Геометрические размеры элементов и всей системы в целом, с одной стороны, и экспериментально наблюдаемые скорости изменения токов и напряжений в цепи, с другой стороны, позволяют рассматривать разрядную цепь как цепь с сосредоточенными параметрами. Её электрическая схема представлена на рис.1 и описывается уравнениями (1-5). Конструктивная схема части генератора, образующей разрядную цепь, изображена на рис.2а:

$$U_k = \left[ R_u(t) + \frac{dL_u(t)}{dt} \right] i_u + L(t) \frac{di_u}{dt} + U_{тр}, \quad (1)$$

$$i_u = C_{тр} \frac{dU_{тр}}{dt} + i_{тр}, \quad (2)$$

$$U_k = U_{к0} - \frac{1}{C_k} \int_0^t i_u d\nu, \quad (3)$$

$$L(t) = L_u(t) + L_{тр}, \quad (4)$$

$$i_{тр} = \frac{U_{тр}}{R_H} \quad (5)$$

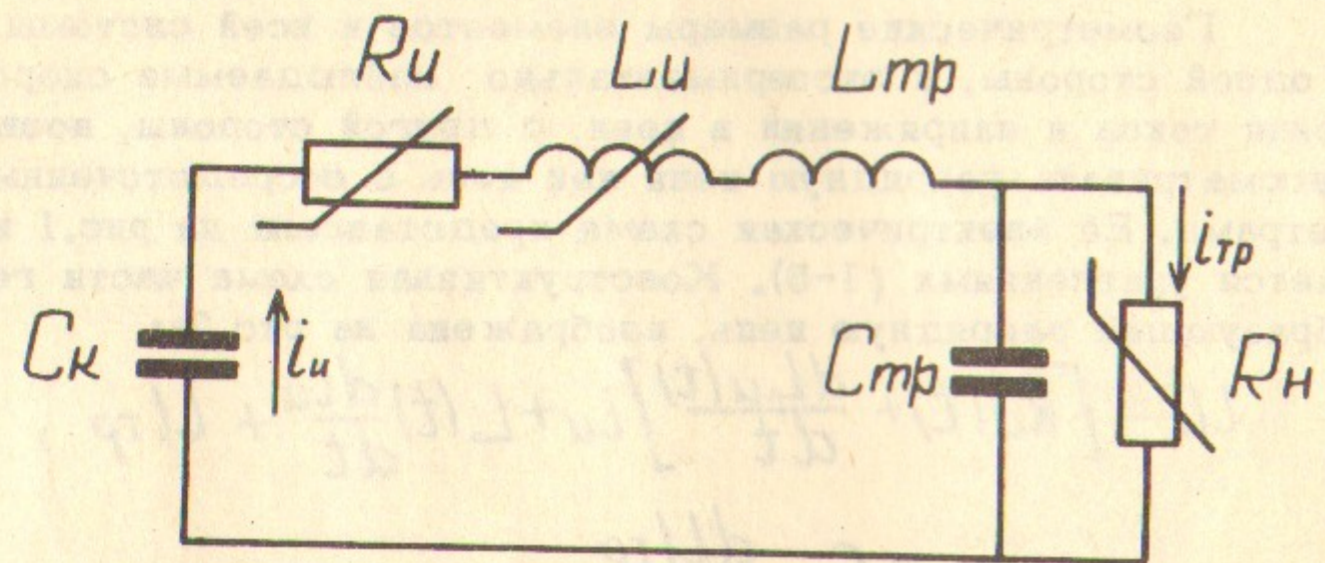


Рис.1. Электрическая схема разрядной цепи

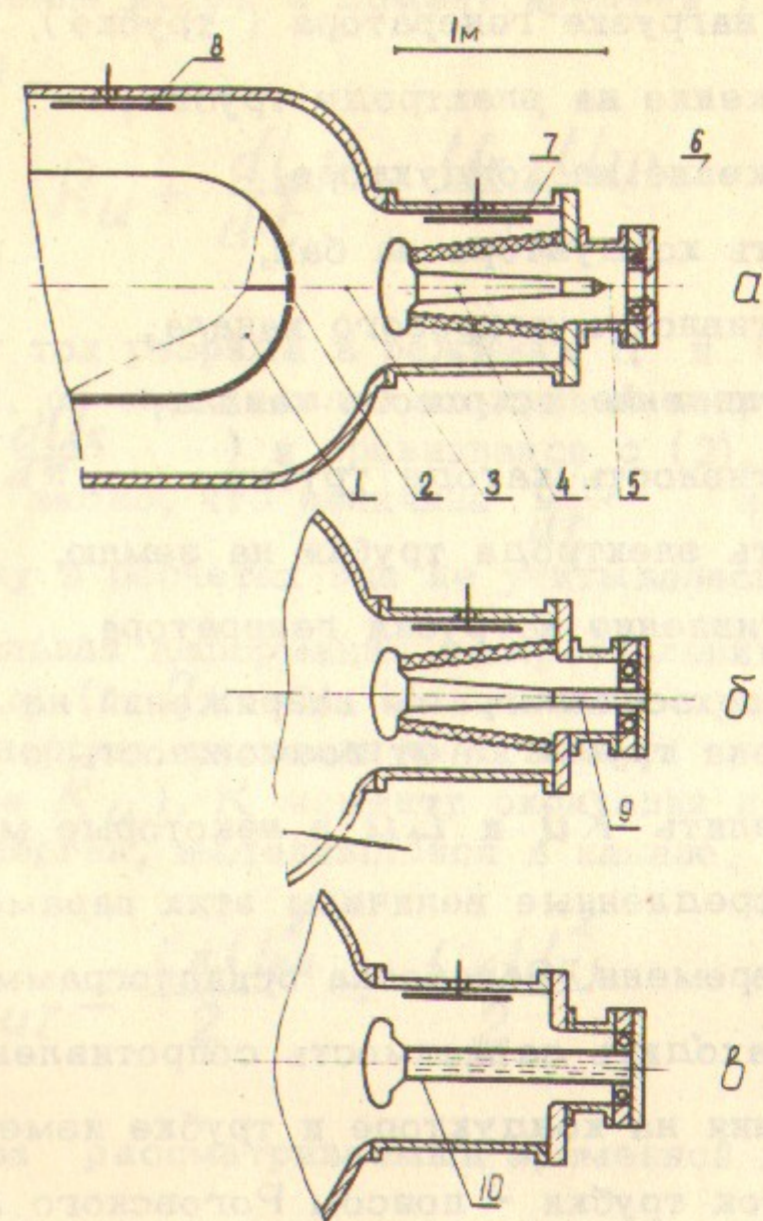


Рис.2. Конструкция установки.

1-Высоковольтный электрод (кондуктор); 2-поджигающий электрод; 3-газовый разрядный промежуток; 4-электрод трубки с катодом; 5-вакуумный ускорительный промежуток; 6-пояс Роговского; 7-емкостные датчики; 8-закорачивающий электрод; 9-закорачивающий электрод; 10-водяное сопротивление.

а-рабочий режим; б-режим короткого замыкания нагрузки; в-режим нагрузки постоянным сопротивлением.

где  $i_u$  - ток в искровом канале,  
 $i_{тр}$  - ток в нагрузке генератора ( трубка ),  
 $U_{тр}$  - напряжение на электроде трубки,  
 $U_k$  - напряжение на кондукторе,  
 $C_k$  - емкость кондуктора на бак,  
 $L_u(t)$  - индуктивность искрового канала,  
 $R_u(t)$  - сопротивление искрового канала,  
 $L_{тр}$  - индуктивность катода трубки,  
 $C_{тр}$  - емкость электрода трубки на землю,  
 $R_H$  - сопротивление нагрузки генератора.

Использование осциллограмм напряжений на кондукторе и трубке, а также-тока трубки даёт возможность с помощью уравнений (1-5) определить  $R_u$  и  $L_u$  в некоторые моменты времени, а также - усредненные величины этих параметров на некоторых интервалах времени. Обработка осциллограмм тока и напряжений позволяет находить зависимость сопротивления искры от времени. Напряжения на кондукторе и трубке измерялись емкостными датчиками, ток трубки - поясом Роговского [2] с регистрацией сигналов осциллографом ОК-19М. Расположение датчиков видно на рис.2.

Аналізу было подвергнуто три режима:

- а) рабочий режим ускорителя (в общем случае  $R_H \neq const$ , рис. 2а);
- б) режим короткого замыкания ускорительного промежутка ( $R_H = 0$ , рис.2б);
- в) режим с заменой ускорительной трубки водяным эквивалентом ( $R_H = const$ , рис. 2в).

В последнем случае использовались различные концентрации раствора  $K_2Cr_2O_7$  в воде, заполнявшего трубу из винипласта.

Типичные осциллограммы всех трех режимов приведены на рис.3. Сопротивление искры в момент времени  $t_1$  ( $\frac{di_u}{dt} = 0$ ) из уравнения (1)

$$R_u + \frac{dL_u}{dt} = \frac{U_k - U_{тр}}{i_u}$$

Поскольку ток разряда в режимах а и б непосредственно не измерялся, он определялся по кривой напряжения на кондукторе ( $i_u = C_k \frac{dU_k}{dt}$ ) и сравнивался с (2). По данным измерений (см.ниже) видно, что величина  $\frac{dL_u}{dt}$  не превышает 5% от  $R_u$ , поэтому в расчетах она не учитывалась.

Дополнительная информация о сопротивлении искры была получена в опытах к.э. ( $R_H = 0$ ). Из закона сохранения энергии можно определить энергию, рассеянную активным сопротивлением цепи (в данном случае  $R_u$ ). К моменту окончания первой полуволны тока ( $t_2$ ) энергия, выделившаяся в канале,

$$W_{RuI} = \frac{C_k U_{k0}^2}{2} - \frac{C_k U_{k1}^2}{2}$$

Эквивалентное за рассматриваемый временной интервал сопротивление

$$R_{u экв I} = \frac{W_{RuI}}{\int_0^{t_2} i^2 dt}$$

Аналогично определялась величина эквивалентного по потерям сопротивления искры за второй полупериод. Индуктивность искрового канала определялась из опытов к.э. по периоду колебаний. Из формулы

$$\frac{T}{2} = \frac{\pi}{\sqrt{\frac{1}{L_{эkv} C_k} - \frac{R_{u экв}}{4L_{эkv}^2}}}$$

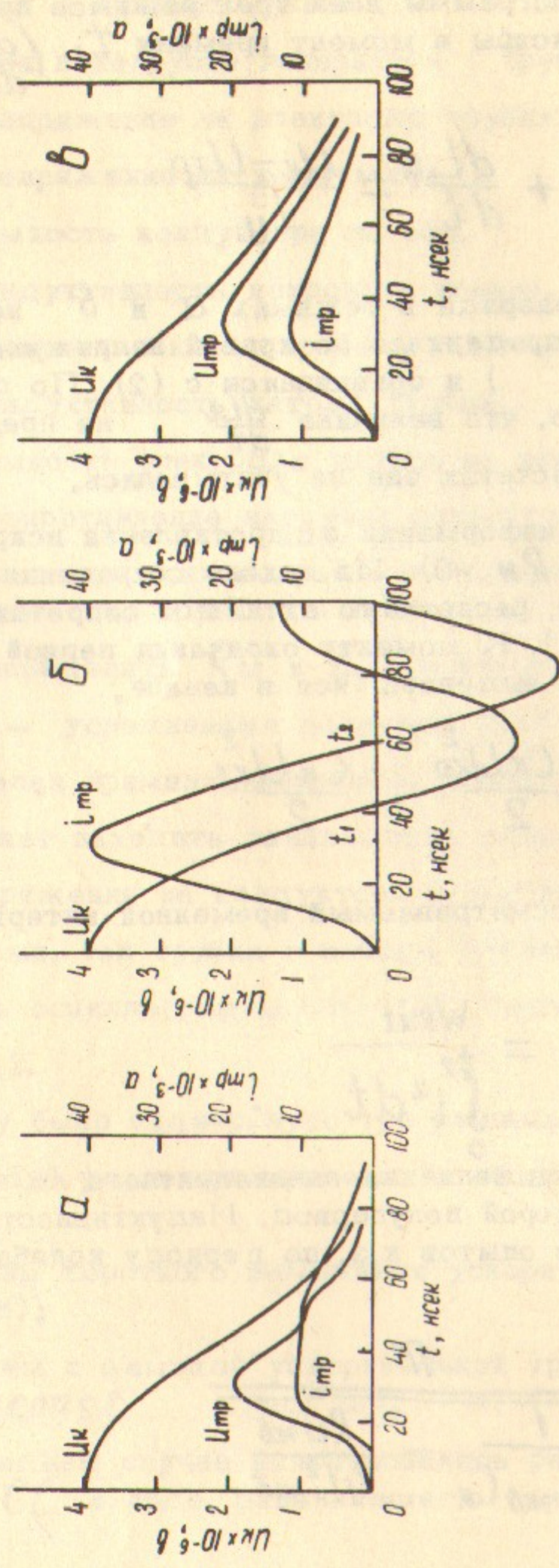


Рис.3. Типичные осциллограммы токов и напряжений.  
**a** - рабочий режим; **b** - режим короткого замыкания;  
**v** - режим нагрузки постоянным сопротивлением.

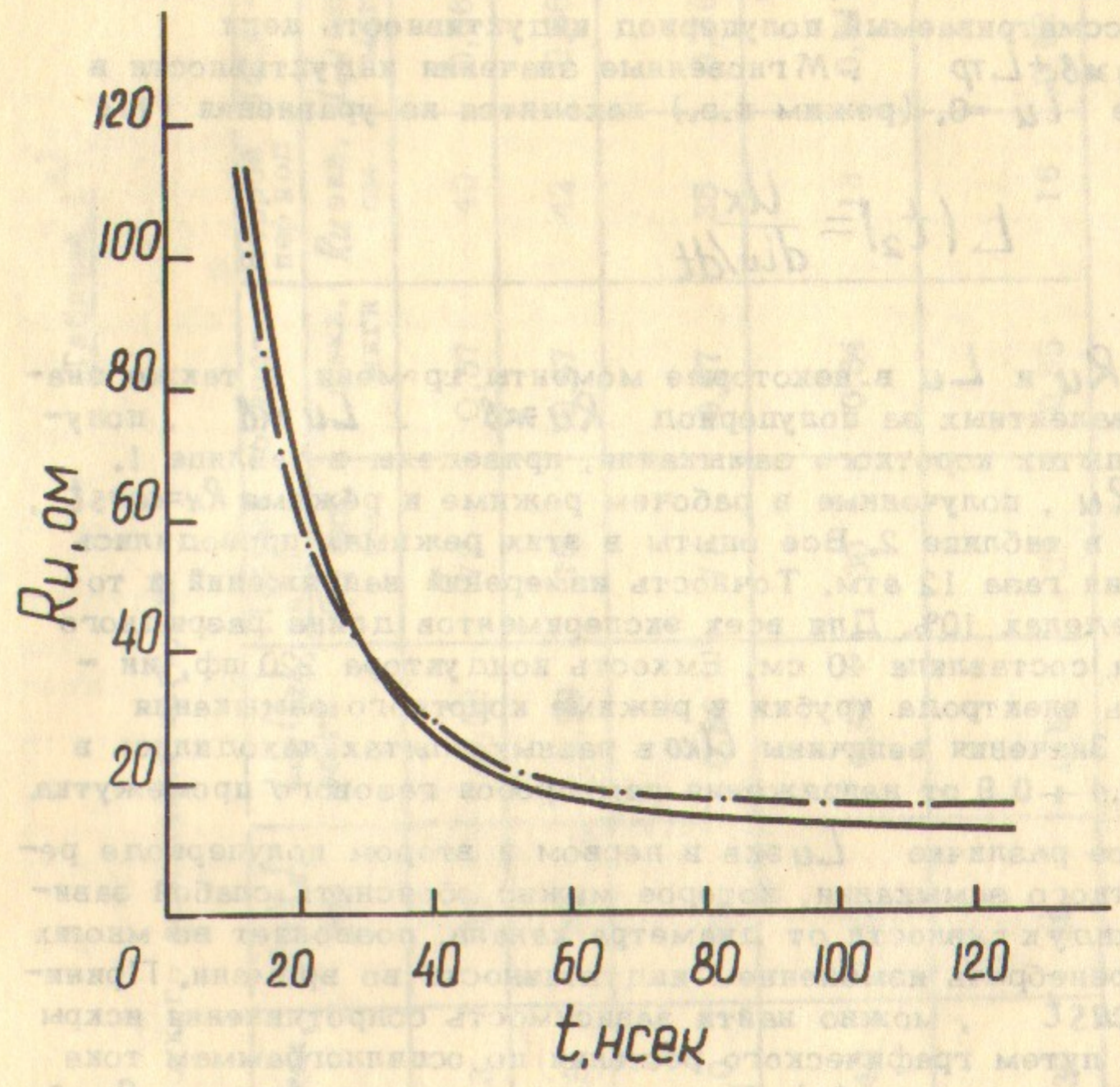


Рис.4. Зависимость сопротивления искры во времени в одном из режимов. Штрихпунктирная кривая - результат обработки осциллограмм, сплошная - расчетная по формуле (10).

можно по известным  $T/2$ ,  $C_k$  и  $R_{uэжв}$  вычислить эквивалентную за рассматриваемый полупериод индуктивность цепи  $L_{эжв} = L_{uэжв} + L_{тр}$ . Мгновенные значения индуктивности в точках, где  $i_u = 0$ , (режим к.з.) находятся из уравнения (1):

$$L(t_2) = \frac{U_k}{di_u/dt}$$

Величины  $R_u$  и  $L_u$  в некоторые моменты времени, а также значения эквивалентных за полупериод  $R_{uэжв}$  и  $L_{uэжв}$ , полученные в опытах короткого замыкания, приведены в таблице 1. Значения  $R_u$ , полученные в рабочем режиме и режиме  $R_n = const$ , приводятся в таблице 2. Все опыты в этих режимах проводились при давлении газа 12 атм. Точность измерений напряжений и токов - в пределах 10%. Для всех экспериментов длина разрядного промежутка составляла 40 см. Емкость конденсатора 220 пф, индуктивность электрода трубки в режиме короткого замыкания 0,58 мкГн. Значения величины  $U_{ко}$  в разных опытах находились в пределах 0,4 - 0,9 от напряжения самопробоя газового промежутка.

Малое различие  $L_{uэжв}$  в первом и втором полупериоде режима короткого замыкания, которое можно объяснить слабой зависимостью индуктивности от диаметра канала, позволяет во многих расчетах пренебречь изменением индуктивности во времени. Принимая  $L_u = const$ , можно найти зависимость сопротивления искры от времени путем графического решения по осциллограммам тока и напряжения уравнения (1). Результат расчета для режима  $R_n = 0$  в смеси  $SF_6$  и  $N_2$  в отношении 1 : 1 с давлением 12 атм при  $U_{ко} = 3,5$  Мв приведен на рис.4. Аналогичные кривые могут быть построены и для других экспериментов.

#### Обсуждение полученных результатов

Из известных теорий, описывающих параметры искрового канала, наиболее обоснованной, по-видимому, является теория Брингского [3]. Интегрирование основного дифференциального уравнения модели канала, принятой в теории,

$$2\pi^2 r_0 a_u^3 \dot{a}_u^3 \zeta = \frac{i_u^2}{\sigma},$$

Таблица 1<sup>х)</sup>

Режим короткого замыкания нагрузки

Газ	Давление, атм.	$U_{ко}$ , Мв	$i_{u\max}$ , ка	$R_{u(t_2)}$ , Ом	$L_{u(t_2)}$ , мкГн	Первый полупериод		Второй полупериод	
						$R_u$ экв., Ом	$L_u$ экв., мкГн	$R_u$ экв., Ом	$L_u$ экв., мкГн
Воздух	12	1,0	6,3	77	0,56	73	0,57	40	0,56
Воздух	6	0,9	5,6	80	0,56	75	0,57	42	0,56
Элегаз $SF_6$	3	1,4	7,0	80	0,56	71	0,57	35	0,56
Смесь $SF_6 + N_2$ 1 : 9	12	4,0	40	32	0,52	30	0,54	13	0,51
Смесь $SF_6 + N_2$ 1 : 1	12	3,5	30	39	0,53	37	0,55	16	0,52

х) Для каждого вида газа проводилось 3-5 опытов; разброс результатов не превышал, как правило,  $\pm 15\%$ , в таблице приведены средние величины.

Таблица 2

Режим	$L_{тр},$ мкГн	$C_{тр},$ пФ	Состав газа $SF_6 : N_2$	$U_{ко},$ МВ	$i_{u\max},$ ка	$R_u(t_1)$ ом
Рабочий	0,55	44	1:9	4,0	14	70
			1:1	4,7	16	60
$R_H = const$	0,28	40	1:1	4,7	17	57
					20	53
					23	50

дает зависимость радиуса канала во времени с момента  $t_0$  когда канал сформировался,

$$a_u(t) = \left[ \left( \frac{4}{\rho_0 \pi^2} \right)^{1/3} \int_{t_0}^t \left( \frac{i_u^2}{\sigma \zeta} \right)^{1/3} dt + a_u^2(t_0) \right]^{1/2} \quad (6)$$

где  $\rho_0$  — плотность газа, в котором производится разряд,  
 $\sigma$  — электропроводность плазмы в канале,

$$\zeta = K_p \left[ 1 + (\gamma - 1)^{-1} \frac{1}{2 \dot{a}_u^2} \frac{d^2 \dot{a}_u^2}{dt^2} \right], \quad (7)$$

$$K_p = \frac{2}{\gamma + 1} \quad - \text{коэффициент расширения,}$$

$$\gamma \quad - \text{эффективный показатель адиабаты /4/.$$

Применяя теорию к описанию геометрических и электрических параметров искрового канала, мы принимаем, во-первых, что канал имеет прямую цилиндрическую форму, а, во-вторых, что температура, давление и плотность газа в нем постоянны по сечению. В наших экспериментах геометрические характеристики канала не регистрировались, однако, имеющиеся в литературе данные для длинных каналов (см., например, /5/) показывают, что в условиях, аналогичных описываемым, искровой канал обычно не является однородным и прямым. Однако в описанных экспериментах и при эксплуатации установки РИУС-5 осциллограммы тока и напряжений в одинаковых условиях практически не различались для многих измерений. Можно, следовательно, считать, что для интересующих нас целей электрические параметры искрового канала являются стабильными, и замена реальной геометрии канала эквивалентной является вполне оправданной.

Для возможности применения теории Брагинского необходимо выполнение условия  $P_M / P_r \ll 1$ , где  $P_M$  и  $P_r$  — соответственно магнитное давление на канал и газокINETическое давление в нем. Согласно /6/

$$\frac{P_M}{P_r} = 1.4 \left( \frac{\rho_B}{\rho_0} \right) \left( \frac{i_u}{\dot{a}_u a_u} \right)^2 \quad (8)$$

Здесь  $\rho_B$  — плотность воздуха при нормальных условиях.

Оценим величину  $P_M / P_r$  для режима с максимальным током  $i_u$ , т.е. для опыта к.з. в следующих условиях:

$$U_{ко} = 4.0 \text{ МВ}; \quad i_u(t_1) = 40 \text{ ка}; \quad \rho_B / \rho_0 \approx 0.08;$$

$$a_u(t_1) \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}; \quad \dot{a}_u(t_1) \approx 10 \frac{\text{см}}{\text{сек}} \quad (a_u \text{ и } \dot{a}_u \text{ получены}$$

из формулы (9)). Для этого режима имеем  $P_M / P_r \approx 0.1$ .

Как показано в Приложении при температурах плазмы, существующих в искровом канале, входящие в выражение (6) величины  $\sigma$  и  $\zeta$  (7) могут приниматься постоянными во времени и мо-



гут быть вынесены из под знака интеграла.

В литературе отсутствуют данные по величине начального радиуса искрового канала ( $a_u(t_0)$ ) в длинных промежутках, поэтому формулу (8) для  $a_u(t)$  заменяем приближенной, в которой величина  $a_u(t_0)$  опущена:

$$a_u(t) \approx K_1 \rho_0^{-1/6} \left[ \int_{t_0}^t i_u^{2/3}(v) dv \right]^{1/2}, \quad (9)$$

где  $K_1 \approx \left( \frac{4}{\pi^2 \sigma_3} \right)^{1/6}$  и определяется экспериментально для каждого рода газа и давления по величине  $L_u$  в момент времени  $t_2$  (таблица 3).

Таблица 3.

Состав газа	Давление, атм	$l_u$ , см	$K_1, \alpha^{1/3} \text{сек}^{-1/2} \cdot \text{см}^{1/2}$	$K_2 \times 10^5, \text{ом} \cdot \alpha^{2/3} \text{сек} \cdot \text{см}^{-1/3}$
Элегаз	3	40	4.6	7.5
смесь $SF_6 + N_2$ 1 : 1	12	40	4.9	6.4
Смесь $SF_6 + N_2$ 1 : 3	12	40	4.9	6.5
Воздух	12	40	4.7	7.2
Воздух	6	40	4.6	7.6
Воздух <sup>х)</sup>	1	0.8	4.9	6.5

х) В последней строке таблицы представлены коэффициенты, полученные в результате обработки данных, приводимых в работе /8/ для воздушного промежутка длиной 0.8 см.

При вычислении интеграла в ф-ле (9) за момент  $t_0$  принимался видимый на осциллограмме момент начала импульса тока. Более строгое определение момента окончания формирования канала, по-видимому, возможно /7,8/, но особого интереса не представляет, так как за время формирования канала заметных изменений в рассматриваемых системах, с точки зрения переноса энергии, не происходит. В последующем вместо  $t_0$  в формулах будем брать  $t=0$ .

В силу принятых допущений и метода определения коэффициента  $K_1$  по величине индуктивности, связанной с радиусом канала логарифмически, точность определения  $a_u$  по выражению (9) получается весьма низкой. Однако, для интересующей нас цели - возможности расчета индуктивности искрового канала (кроме начального периода) - это обстоятельство несущественно.

Сопротивление искрового канала

$$R_u(t) = \frac{l_u}{6\pi a_u^2} \approx l_u \frac{K_2 \rho_0^{1/3}}{t \int_0^t i_u^{2/3}(v) dv}, \quad (10)$$

где  $l_u$  - длина разрядного промежутка,

$K_2$  - коэффициент, определяемый экспериментально для каждого вида газа и давления по величине сопротивления искрового канала в момент  $t_1$  (таблица 3). Коэффициенты  $K_2$  и  $K_1$  связаны соотношением  $K_2 = 1/6\pi K_1^2$ .

На рис.4 приводится зависимость  $R_u(t)$ , рассчитанная по формуле (10). Совпадение с кривой, построенной по осциллограммам, вполне удовлетворительное. Расхождение кривых при малых временах объясняется, очевидно, заниженной величиной радиуса канала в этот период времени, получаемой из выражения (9). Представляет интерес оценка величины начального радиуса канала по ф-ле (6), при которой обе кривые совместились бы в момент  $t_0 \approx 10 \text{ нсек}^x$  (при условии совмещения и в момент  $t_1$ ).

х) Согласно /8/ за  $t_0$  принят момент, когда производная тока в канале достигает максимальной величины.

Если принять, что в момент  $t_0$  проводимость плазмы достигает квазистабильной величины, равной примерно  $200 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$  (см. Приложение), величина  $a_u(t_0) \approx 0,25 \text{ мм}$ . Это не противоречит известным фактам. В работе /8/ приводятся результаты измерений  $a_u(t_0)$  для коротких воздушных промежутков ( $\rho \cdot d = 600 \text{ тор.см}$ ). В этих условиях величина  $a_u(t_0)$  получалась равной  $0,1 + 0,12 \text{ мм}$ .

Как видно из таблицы 3, величины коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$  практически не зависят от вида газа и его давления. Это объясняется, по-видимому, тем, что при одинаковых электронных температурах электропроводность различных сильно ионизованных газов практически одинакова /9/. Кривые рис.5 (Приложение) также подтверждают это.

Таким образом, для расчета электрических параметров высоковольтных газовых разрядников могут использоваться приведенные выше приближенные временные зависимости для радиуса и сопротивления искрового канала с усредненными общими константами для рассмотренных (таблица 3) случаев:

$$a_u(t) \approx 4,8 \rho_0^{-1/6} \left[ \int_0^t i_u^{2/3}(v) dv \right]^{1/2} \text{ см}, \quad (11)$$

$$R_u(t) \approx l_u \frac{7 \cdot 10^{-5} \rho_0^{1/3}}{t \int_0^t i_u^{2/3}(v) dv} \text{ ом}, \quad (12)$$

где  $\rho_0$  - плотность газа в разряднике в  $\text{г/см}^3$ ,  $l_u$  - длина разрядного промежутка, см,  $i - \alpha$ ,  $t$  - сек.

Формулы (11) и (12) позволяют сравнивать различные варианты (по роду и давлению газа) разрядников. В частности, видно, что для заданного газа сопротивление искрового канала падает с ростом давления как  $\sim 1/\rho^{2/3}$  ( $l_u \sim 1/\rho$ ). В то же время видно, что применение многоканальных разрядников, значительно снижающих индуктивность (волновое сопротивление)

коммутатора, относительно слабо снижает его сопротивление (при заданном токе). При  $N$  каналах  $R_u(N) = \frac{1}{\sqrt{N}} R_u(1)$

Использование полученных формул облегчает расчет амплитуд и длительностей импульсов тока и напряжения в наносекундных генераторах релятивистских электронных пучков с газовыми разрядниками. Расчеты, проведенные нами для режима с  $R_H = \text{const}$ , дали хорошее совпадение с экспериментальными результатами (рис.5).

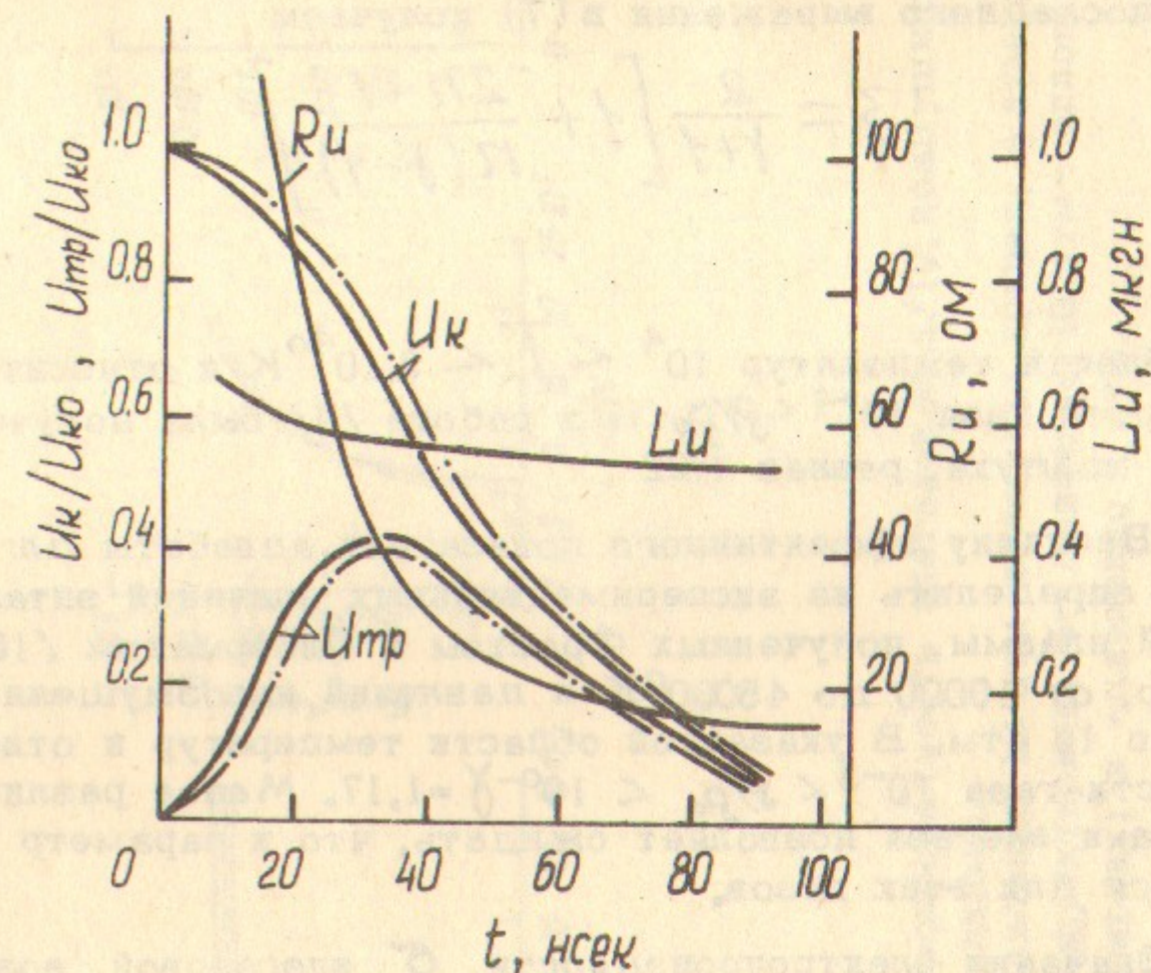


Рис.5. Расчетные (сплошные) и экспериментальные (штрихпунктирные) кривые изменения напряжений на высоковольтном электроде и трубке в режиме  $R_H = 1200 \text{ ом}$ . Показаны также расчетные кривые  $R_u(t)$  и  $L_u(t)$ .

## Приложение

Анализируя выражение (7) для параметра  $\zeta$ , авторы работ /3,11/ показали, что его можно считать постоянным во времени. Это следует из установленного в работах /11-13/ факта, что расширение видимой части канала в период интенсивного выделения энергии в нем можно приближенно описывать степенной функцией  $a_u \approx At^n$ , где  $A$  и  $n$  - постоянные. При подстановке последнего выражения в (7) получаем

$$\zeta = \frac{2}{\gamma+1} \left[ 1 + \frac{2n-1}{n(\gamma-1)} \right] \quad (П1)$$

Для области температур  $10^4 < T < 3 \cdot 10^4$  К и относительных плотностей газа  $10^{-4} < \rho/\rho_0 < 10$  в работе /4/ была получена величина  $\zeta$  для воздуха, равная 1,22.

Величину эффективного показателя адиабаты для элегаза можно определить из экспериментальных значений энтальпии элегазовой плазмы, полученных Фростом и Либерманом /10/ для температур, от 10000 до 45000°К и давлений невозмущенного газа от 1 до 16 атм. В указанной области температур и относительной плотности газа  $10^{-3} < \rho/\rho_0 < 10^0$   $\gamma = 1,17$ . Малое различие  $\gamma$  для воздуха и элегаза позволяет ожидать, что и параметр  $\zeta$  мало отличается для этих газов.

Значения электропроводности  $\sigma$  элегазовой, воздушной и азотной плазмы в зависимости от температуры при различных давлениях невозмущенных газов рассчитаны в работах /10,14,15/ и приведены на рис.6. Видны слабая зависимость электропроводности от давления и близкие значения  $\sigma$  для разных газов. При

$T > 2$  эв, электропроводность меняется мало и может считаться практически постоянной. Температура плазмы канала при сравнительно малой скорости выделения энергии в канале, но при близкой к нашим режимам общей величине энергии на единицу длины по данным /16/ находится в пределах 3,6 - 5,3 эв. В работе /6/ величина  $\sigma$  в течение первого полупериода тока также принималась постоянной. По представлениям авторов работы /7/ резкое изменение  $\sigma$  в канале ( $T < 2$  эв) имеет место в период формирования канала.

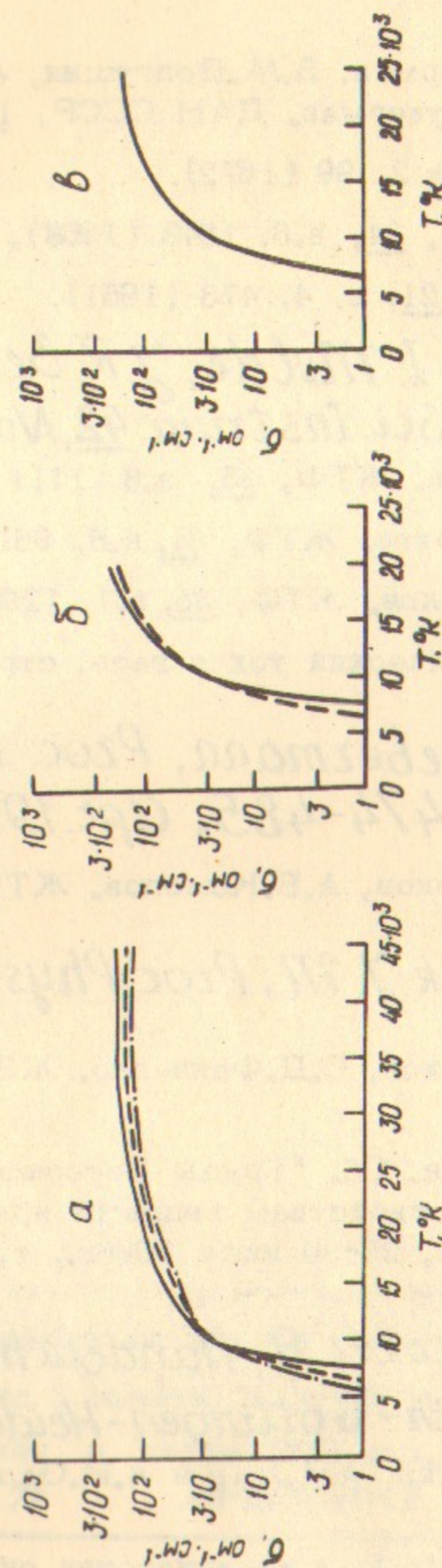


Рис.6. Электропроводность элегазовой-а/10, воздушной-б/14 и азотной-в /15/ плазмы.  
а - давление 16 атм - сплошная кривая, 4 атм - пунктирная, 1 атм - штрихпунктирная; б - давление 10 атм - сплошная кривая, 1 атм - пунктирная; в - давление 1 атм.

Л и т е р а т у р а

1. Е.А.Абрамян, С.Б.Вассерман, В.М.Долгушин, Л.А.Моркин, О.П.Печерский, В.А.Цукерман, ДАН СССР, 192, № 1, 1970.
2. С.Б.Вассерман, ПТЭ, № 2, 99 (1972).
3. С.И.Брагинский, ЖЭТФ, 34, в.6, 1548 (1958).
4. С.И.Драбкина, ЖЭТФ, 21, в. 4, 473 (1951).
5. *J. J. Moriarty, H. I. Milde, J. R. Bettis and A. H. Guenther, Rev. Sci. Instrum. 42, No. 12, 1767 (1971).*
6. С.И.Андреев, Б.И.Орлов, ЖТФ, 35, в.8, 1411 (1965).
7. С.И.Андреев, М.П.Ванюков, ЖТФ, 31, н.8, 961, (1961).
8. С.И.Андреев, Б.М.Соколов, ЖТФ, 35, в.7, 1295 (1965).
9. В.Л.Грановский, Электрический ток в газе, стр.116, М., изд. "Наука", 1971.
10. *L. S. Frost, R. W. Liebermann, Proc. IEEE, vol. 59, No. 4, p.p. 474-485, Apr. 1971.*
11. С.И.Андреев, М.П.Ванюков, А.Б.Комолов, ЖТФ, 32, в. 1, 57 (1962).
12. *Higham J. B., Meek J. M., Proc. Phys. Soc., B63, 649 (1950).*
13. Б.А.Демидов, Ю.А.Скачков, С.Д.Фавченко, ЖЭТФ, 40, в.2, 385 (1961).
14. П.П.Кулик, Н.В.Ермохин. Сб. "Труды Всесоюзной конференции по теплофизическим свойствам веществ при высоких температурах", Новосибирск, 25-30 июля 1966г., т.2, М., Изд. стандартов, 1969.
15. *Finkelburg W., Mauecker H., Handbuch der Physik, Bd. XXII, S. 352, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1956.*
16. В.Ф.Егорова, В.И.Исаенко, А.А.Мак и А.И.Садыкова, ЖТФ, 32, в.3, 330 (1962).

---

Ответственный за выпуск С.Н.Родконов

Подписано к печати 22. III-73 г. МН 08114

Усл. 1,0 печ. л. тираж 200 экз. Бесплатно.

Заказ № 76 ПРЕПРИНТ

---

Отпечатано на ротационной машине в ИЯФ СО АН СССР, вг