

8. Бреев В. В., Двуреченский С. В., Пашкин С. В. Численное исследование нестационарных процессов в положительном столбе высоковольтного диффузного разряда. Анализ системы уравнений // ТВТ.— 1979.— Т. 17, № 1.
9. Акинев Ю. С., Пашкин С. В. и др. К вопросу о развитии прилипательной неустойчивости в ограниченной плазме // ТВТ.— 1983.— Т. 21, № 2.
10. Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г. Доменная неустойчивость несамостоятельного разряда в электроотрицательных газах. I. Численный расчет // ТВТ.— 1982.— Т. 20, № 1.
11. Ковалев А. С., Рахимов А. Т., Феоктистов В. А. Установление и распад несамостоятельного разряда в электроотрицательном газе // Физика плазмы.— 1982.— Т. 8, вып. 5.
12. Бреев В. В., Двуреченский С. В., Пашкин С. В. Численное исследование нестационарных процессов в положительном столбе высоковольтного диффузного разряда. Развитие и распад плазмы ПС в воздухе // ТВТ.— 1979.— Т. 17, № 2.
13. Калиткин Н. П. Численные методы.— М.: Наука, 1972.
14. Гадияк Г. В., Пономаренко А. Г., Швейгерт В. А. Влияние предыонизации на развитие самостоятельного разряда в газе // ПМТФ.— 1982.— № 4.
15. Беллман Р., Калаба Р. Квазилинеаризация и нелинейные краевые задачи.— М.: Мир, 1968.
16. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений.— М.: Наука, 1978.
17. Lowke J. J., Phelps A. V., Irwin B. W. Predicted electron transport coefficients and operating characteristics of CO₂-N₂-He laser mixtures // J. Appl. Phys.— 1973.— V. 44, N 10.
18. Галеев Р. С. Расчет стационарного тлеющего разряда в смеси газов CO₂-N₂-He // Математическое моделирование в физической газовой динамике.— Казань: Казан. ун-т, 1985.

Поступила 4/VI 1986 г.

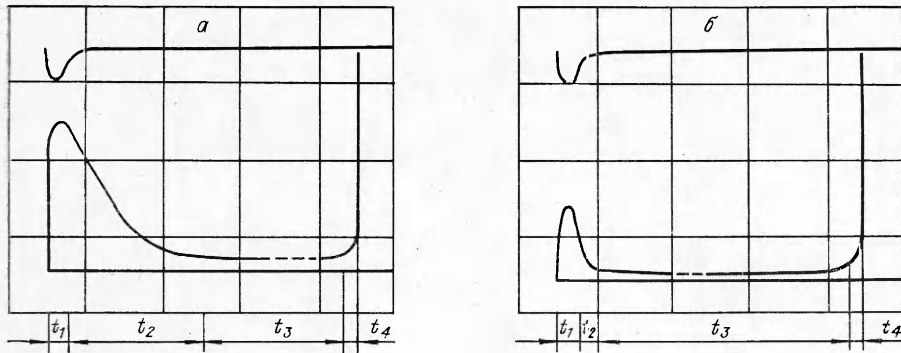
УДК 537.521 + 621.378

ФОРМИРОВАНИЕ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА, ИНИЦИИРУЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ, ПРИ МИНИМАЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ

А. А. Аливердиев, А. З. Эфендиев, К. А. Эфендиев
(Махачкала)

К настоящему времени явлению формирования искрового разряда в газах, инициируемого электронным пучком, посвящены уже целые монографии [1, 2]. Однако некоторые моменты еще не изучены в достаточной мере. В частности, не ясно: каким образом формируется искровой разряд при минимальных напряжениях? Этот вопрос и рассматривается в настоящей работе.

Исследования проводились в технически чистом азоте и в воздухе при атмосферном давлении. Пучок электронов с энергией 1 МэВ инжестировался в газовую камеру перпендикулярно электрическому полю. Длина разрядного промежутка $d = 0,4$ см, разрядная емкость 0,25 мкФ, диаметр латунных электродов 2 см. Характерные зависимости разрядного тока (типичные осциллограммы) в технически чистом азоте (а) и в воздухе (б) от времени (нижний луч) приведены на рисунке, где верхний луч — импульс электронного пучка, развертка 1 мкс/дел. Значения интенсивности потока электронов P_e , напряжения горения несамостоятельного разряда $U_{н.р.}$, концентрации электронов в разрядном промежутке n_e в период стационарной стадии несамостоятельного разряда, напряжения горения квазистационарного разряда $U_{к.р.}$ и времени формирования искрового разряда t_{ϕ} , протекающего от момента облучения до возникновения искры, при активном сопротивлении R внешней цепи 7575 Ом и длительности $t_{э.п.}$ импульса электронного пучка 0,5 мкс приведены в табл. 1. Аналогичные данные для воздуха при активном сопротивлении 45075 Ом и длительности импульса электронного пучка 0,5 и 1,5 мкс даны в табл. 2. Как видно, значения $U_{н.р.}$, n_e , $U_{к.р.}$, t_{ϕ} (при прочих равных условиях) зависят от R и $t_{э.п.}$. Этот факт обусловлен числом актов ионизации и постоянной времени цепи. При возникновении несамостоятельного разряда происходит перераспределение напряжения в разрядной цепи. Значение



n_e рассчитывалось из условия $n_e = I/Sq_e v_e$, записанного в виде

$$n_e = U_R d / R S q_e b_e (U_0 - U_R),$$

где I — сила тока в цепи; v_e — дрейфовая скорость электронов; U_R — падение напряжения на активном сопротивлении; S — площадь электродов; q_e и b_e — заряд и подвижность электрона; U_0 — напряжение на разрядной емкости; U_R определялось осциллографическим методом.

Динамику развития всего разряда можно разделить на четыре стадии: — самостоятельного разряда, обусловленную наличием внешней ионизации (интервал времени t_1);

- распада плазмы (интервал времени t_2);
- квазистационарного разряда (интервал времени t_3);
- перехода к искровой форме разряда (интервал времени t_4).

На первой стадии в разрядном промежутке возникает газоразрядная плазма. Электроны в результате электрического дрейфа уходят из плазмы на анод. Отсюда стационарное состояние разряда на первой стадии возможно только в случае, когда уход электронов будет скомпенсирован вторичными процессами в разрядном промежутке. Остановимся на этом вопросе более подробно. В воздухе и азоте при атмосферном давлении для напряженности поля E_0 коэффициент ударной ионизации α мал (для $E_0 < 15,2$ кВ/см в воздухе $\alpha < 0,02584$ см⁻¹, а в азоте $\alpha < 0,06612$ см⁻¹ [3]). Поэтому лавинное размножение электронов в разрядном промежутке возможно, когда избыточная концентрация положительных ионов Δn_i достигнет определенного значения, которое можно оценить из уравнения Пуассона, зная функциональную зависимость $\alpha/p = f(E_{эф}/p)$, где $E_{эф} = E_0 + \Delta E$ — эффективная напряженность поля, $E_0 = U_{н.р}/d$, ΔE — напряженность поля, обусловленная наличием Δn_i , p — давление газа.

Таблица 1

$P_e \cdot 10^{-16}$, 1/(см ² ·с)	$U_{н.р}$, кВ	$n_e \cdot 10^{-10}$, см ⁻³	$U_{к.р}$, кВ	$t_{ф}$, мс
<i>Азот</i>				
1	4,4	6,1	5,0	0,10
2	3,0	23,4	4,8	0,125
5	3,0	23,4	4,8	0,15
10	1,1	136,3	4,8	0,15
20	0,8	201,4	4,8	0,15
50	0,8	201,4	4,8	0,15
<i>Воздух</i>				
1	7,9	2,7	8,6	0,013
2	6,0	8,0	7,6	0,032
5	4,1	16,1	6,4	0,10
10	3,0	31,7	6,3	0,10
20	2,4	46,0	6,3	0,10
50	2,4	46,0	6,3	0,10
125	1,1	134,5	6,3	0,10

Т а б л и ц а 2

$P_e \cdot 10^{-16},$ $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$	$U_{н.р.}, \text{кВ}$	$n_e \cdot 10^{-10},$ см^{-3}	$U_{к.р.}, \text{кВ}$	$t_{\phi}, \text{мс}$
<i>Длительность импульса электронного пучка 0,5 мкс</i>				
1	8,0	1,2	9,5	0,004
2	5,0	3,6	7,7	0,080
5	3,0	12,6	8,7	0,015
10	2,7	14,8	9,0	0,010
20	2,0	21,9	8,9	0,015
50	0,2	284,9	8,9	0,015
<i>Длительность импульса электронного пучка 1,5 мкс</i>				
1	2,8	7,8	6,3	0,12
2	2,3	11,1	6,3	0,12
5	1,6	17,8	6,3	0,10
10	1,1	29,8	6,4	0,10
20	0,5	70,1	6,4	0,10
50	0,5	70,1	6,4	0,10

Оценка, проведенная по экспериментальным данным зависимости $\alpha/p = f(E/p)$ в [3], показала, что лавинное размножение электронов в разрядном промежутке при $E_0 \leq 10$ кВ/см возможно, когда избыточная концентрация положительных ионов достигнет порядка и более $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Предполагалось, что положительные ионы в разрядном промежутке распределены равномерно. Процесс ударной ионизации в эффективном поле приводит к накоплению избыточного положительного пространственного заряда в прикатодной области, а при выполнении условия

$$\gamma \left[\exp \left(\int_0^{l_k} \alpha(x) dx \right) - 1 \right] = 1$$

(l_k — длина прикатодной области, γ — обобщенный коэффициент, учитывающий все « γ -процессы» на катоде [4]) разряд становится стационарным. Таким образом, время установления стационарного состояния при минимальных напряжениях в отличие от случая, рассмотренного в [1], существенно увеличивается. Судя по экспериментальным данным n_e (см. табл. 1 и 2), оно может достигать порядка и более времени пролета электронов через разрядный промежуток.

После прохождения электронного пучка происходит распад плазмы. В прикатодной области избыточная концентрация положительных ионов в стационарной стадии несамостоятельного разряда Δn_{ik} примерно на порядок (и более) больше концентрации заряженных частиц в разрядном промежутке, в чем легко убедиться из баланса токов разряда, записанного в виде

$$\Delta n_{ik}/n_e = \left[v_e - v_{ek} \exp \left(- \int_0^{l_k} \alpha(x) dx \right) - v_{ik} \right] / v_{ik},$$

где v_{ek} и v_{ik} — дрейфовые скорости электронов и положительных ионов в прикатодной области (баланс составлен без учета тока отрицательных ионов и при отсутствии дополнительного прианодного падения потенциала). Наличие Δn_{ik} приводит к тому, что после окончания электронного пучка общее время совместного пребывания электронов и положительных ионов в разрядном промежутке (за счет выхода электронов, возникающих вследствие ударной ионизации в прикатодной области) существенно больше времени пролета электронов через разрядный промежуток. Это приводит к увеличению рекомбинационных процессов. Разрядный ток уменьшается, а напряжение, прикладываемое к разрядному промежутку, растет. В воздухе кроме рекомбинации электронов и положительных ионов существенную роль играет процесс прилипания электронов [3] (при

$E_0 \simeq 10$ кВ/см коэффициент прилипания больше α [5]), поэтому разрядный ток после окончания электронного пучка падает резко.

Спад тока длится до тех пор, пока рекомбинационные процессы не будут уравновешены ионизационными, т. е. при $n_e = \alpha v_e / \beta$ (β — коэффициент рекомбинации) возникает квазистационарный самостоятельный разряд.

Из экспериментальных данных (см. табл. 1 и 2) следует, что для интенсивностей потока электронов больше $5 \cdot 10^{16}$ 1/(см²·с) время формирования искрового разряда остается постоянным. Это свидетельствует о том, что в формировании искрового разряда существенную роль играют процессы в период третьей стадии разряда. Напряжение горения квазистационарного разряда в воздухе больше, чем в азоте, а сила тока меньше (в воздухе порядка 7 мА, а в азоте — 26,6 мА), в то время как время формирования искры в воздухе меньше, чем в азоте. С увеличением напряжения горения квазистационарного разряда время формирования искры в обоих газах уменьшается.

Указанные закономерности качественно не отличаются от известных [1, 2], поэтому их можно интерпретировать аналогичным образом. Переход квазистационарной стадии разряда в искровую, по-видимому, связан с возникновением приэлектродных пятен с последующим прорастанием каналов — «стримеров» [6]. Одним из возможных механизмов возникновения катодных пятен может служить электрический пробой всякого рода диэлектрических вкраплений на поверхности катода после их зарядки положительными ионами до напряженностей полей, при которых возможна автоэмиссия [1, 2].

Напряженность электрического поля при зарядке диэлектрического вкрапления связана с плотностью разрядного тока соотношением [2]

$$(1) \quad \epsilon \epsilon_0 E(t) = \exp \left[- \left(\int_0^t \sigma dt \right) / \epsilon \epsilon_0 \right] \int_0^t i(t) \exp(\sigma t / \epsilon \epsilon_0) dt,$$

где ϵ и ϵ_0 — относительная и абсолютная диэлектрические постоянные диэлектрика; σ — удельная проводимость диэлектрика; i — плотность разрядного тока. С учетом того, что автоэмиссионные процессы в диэлектрике происходят при напряженностях поля порядка 10^6 В/см, время возникновения катодных пятен из (1) в азоте приблизительно оценится величиной порядка микросекунд, поэтому скорость прорастания канала v_k при напряженностях поля в разряде 12—12,5 кВ/см соответственно оценится значениями $2 \cdot 10^3$ — $4 \cdot 10^3$ см/с. Указанные скорости подтверждают экспериментальный факт, что v_k существенно зависит от напряженности поля в разряде [1, 2]. Например [2], для азота при $E/p = 13,2$ В/мПа $v_k = 9 \cdot 10^4$ см/с, а при $E/p = 8,5$ В/мПа $v_k = 10^4$ см/с. Естественно, что для значений $E/p \simeq 0,9$ — $0,94$ В/мПа, имеющих место в эксперименте, v_k должна быть существенно меньше.

В воздухе в отличие от азота разрядный ток меньше. Этот факт, по-видимому, обусловлен эффектом прилипания электронов. Образование отрицательных ионов приводит к ряду следствий: к уменьшению плотности разрядного тока (за счет уменьшения электронной составляющей) и эффективной напряженности поля внутри разрядного промежутка (за счет экранизации анода отрицательными ионами), к увеличению дополнительного прианодного падения потенциала и вероятности протекания всякого рода электрохимических процессов. Каждый из перечисленных факторов может существенно влиять на процесс формирования приэлектродных пятен. Поэтому косвенная оценка времени возникновения пятна и скорости прорастания канала весьма затруднительна. Тем не менее общая закономерность зависимости v_k от напряженности поля в разряде, судя по данным табл. 1 и 2, по-видимому, имеет место и в воздухе.

Процессы, протекающие в период четвертой стадии разряда, на наш взгляд, аналогичны процессам, происходящим после замыкания стримером разрядного промежутка при однолавином пробое [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде.— Новосибирск: Наука, 1982.
2. Инжекционная газовая электроника/Ю. И. Бычков, Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц и др.— Новосибирск: Наука, 1982.
3. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток.— М.: Наука, 1971.
4. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах/Под ред. В. С. Комелькова.— М.: ИЛ, 1960.
5. Александров Г. Н., Иванов В. Л., Кизевенипер В. Е. Электрическая прочность наружной высоковольтной изоляции.— Л.: Энергия, 1969.
6. Эфендиев А. З., Аливердиев А. А. Многоканальный разряд в гелии в неоднородном поле // Изв. вузов. Радиофизика.— 1977.— Т. 20, № 8.

Поступила 8/V 1986 г.

УДК 532.574.8

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ФОТОХРОМНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ К ИССЛЕДОВАНИЮ СТЕСНЕННОГО ПОТОКА ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ТРУБЕ

Ю. С. Рязанцев, В. Н. Юречко
(Москва)

В работе приводятся результаты исследования структуры установившегося потока жидкости в круглой трубе постоянного сечения при наличии препятствия сложной формы, полученные методом фотохромной визуализации (ФХВ) [1—3]. В методе ФХВ информация о движении жидкости основывается на наблюдениях перемещения цветных меток, инициированных УФ-излучением в первоначально бесцветной жидкости, в которой растворено фотохромное вещество [2]. Описана установка и метод регистрации движения фотохромных меток в жидкости усовершенствованной кинокамерой грейферного типа РФК-5 со скоростью до 100 кадр/с, у которой существенно уменьшен период разгона киноплёнки и режим работы контролируется в течение всего периода съёмки. Цель работы состояла в обосновании возможности использования метода ФХВ для анализа структуры гидродинамических потоков в каналах со сложной геометрией (определение локализаций вихревых и застойных зон, точек отрыва и т. п.). Поэтому в цилиндрическом канале установлено препятствие из двух полудисков таким образом, что верхний полудиск был параллелен оси трубы, а нижний перекрывал половину сечения трубы и создавал щель с верхним. Исследовалось поле скоростей при стационарном режиме течения.

В экспериментах использовался стенд, где установившееся поле скоростей создавалось на горизонтальном участке перед препятствием. Так как расходы, при которых поток в трубе становится неустойчивым, определяются характеристиками стенда (длина трубы, шероховатость внутренней поверхности труб, пульсации насоса и т. д.), а поле скоростей перед препятствием оказывает существенное влияние на структуру потока за ним, в экспериментах наряду с регистрацией поля скоростей за препятствием выполнена визуализация профиля скорости потока в круглой трубе при различных расходах.

Схема гидродинамического стенда представлена на рис. 1, где 1 — напорный бак, 2, 3, 10 — выпускные вентили, 4 — успокоитель, 5, 9 — металлические трубы, 6, 8 — датчики давления, 7 — рабочий участок, представляющий собой трубу из оргстекла, 11 — гибкий шланг, 12, 15 — регулировочные вентили, 13 — центробежный насос, 14 — ротаметр, 16 — осциллограф, 17 — ртутный термометр. Движение рабочего фотохромного раствора в системе осуществлялось центробежным насосом, расход которого регулировался напряжением, подаваемым на электродвигатель, и регулировочными вентилями. Постоянство расхода жидкости поддерживалось с точностью $\pm 2\%$. Для уменьшения оптических искажений рабочий участок трубы помещался в прямоугольную кювету, заполненную дистиллированной водой.

Для создания цветных меток использовалось излучение второй гармоники твердотельных оптических квантовых генераторов на рубине. Аппаратура, применявшаяся для создания и регистрации цветных меток в рабочем участке стенда, схематически показана на рис. 2, где 1, 2 —