

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. В. Недоспасов, Г. М. Садыхзаде, К. И. Эфендиев,
Пробой в длинной трубке в магнитном поле, *ТВТ*, 1978,
том 16, выпуск 4, 673–676

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.235.145.252

3 ноября 2024 г., 22:54:41



ПРОБОЙ В ДЛИННОЙ ТРУБКЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Недоспасов А. В., Садыжаде Г. М., Эфендиев К. И.

Исследуется влияние однородного продольного магнитного поля на процесс развития разряда в длинной трубке, заполненной аргоном или гелием. Измерения показали, что скорость распространения фронта ионизации вдоль трубки практически не зависит от магнитного поля. Наблюдалось увеличение плотности заряда, приходящего на единицу длины трубки и некоторое уменьшение скорости нарастания напряжения на поджигающем электроде с ростом индукции магнитного поля. Попытка объяснить полученные экспериментальные результаты механизмом развития разряда, в котором учитываются только электроны, приводит к завышенным оценкам числа ионизаций на 1 м трубки. По-видимому, в переносе заряда на стенку существенную роль играют также и ионы.

Процессу формирования разряда в длинных трубках, существенно отличающемуся от пробоя плоского промежутка в однородном электрическом поле, посвящено значительное число работ.

При определенных условиях, как впервые описал Бартоломейчик [1], развитие разряда начинается с пробоя газа между электродом и ближайшим участком стенки, затем эта область ионизации продвигается в глубь трубки, формируя позади себя плазменный столб.

В работе [2] исследована зависимость скорости распространения фронта ионизации от таких параметров, как давление газа, диаметр трубки, распределенная электрическая емкость стенок и скорость изменения потенциала электрода. Результаты этой работы использованы при разработке бесстартерных схем зажигания люминесцентных ламп [3].

Предлагаемая работа посвящена исследованию влияния продольного однородного магнитного поля на развитие разряда в длинных трубках при экспериментальных условиях, соответствующих режимам работы [2].

Методика эксперимента. Эксперименты проводились в разрядной трубке длиной 0,8 м и внутренним диаметром $2a=0,032$ м, заполненной после предварительной вакуумной обработки, спектрально чистыми гелием или аргоном при давлениях p от $0,8 \cdot 10^2$ до $12 \cdot 10^2$ Па.

Электрическая блок-схема измерений представлена на рис. 1. Электродами служили помещенные внутри трубки оксидированные вольфрамовые биспиральи. Кроме того, на трубку снаружи по всей ее длине надевались обкладки, представляющие собой одинаковые кольца шириной 0,032 м из алюминиевой фольги, отстоящие друг от друга на расстоянии 0,008 м. Эти обкладки соединялись с общей шиной через зарядные сопротивления R_1-R_n , смонтированные на штеккерных гнездах таким обра-

зом, что при подключении одного из них ко входу осциллографа остальные оставались замкнутыми накоротко.

Напряжение на трубку до 1,5 кВ подавалось с выхода звукового генератора ЗГ-10 через повышающий трансформатор между одним из внутренних электродов, называемым поджигающим (ПЭ), и обкладками. Второй электрод оставался свободным.

В результате трубка питалась синусоидальным напряжением различной полярности по отношению к земле.

Процесс пробоя, таким образом, становится многократным, повторяющимся с удвоенной частотой питающего напряжения. Чтобы плазма меж-

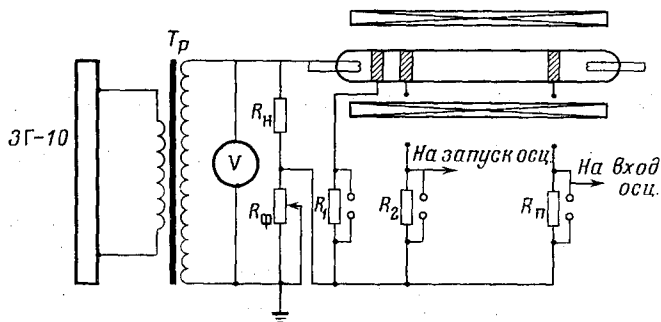


Рис. 1. Блок-схема эксперимента

ду импульсами успела деионизоваться, частота не превышала 200 Гц. Тогда не должно происходить накопления зарядов на стенках, и в каждый период синусоидального напряжения происходят два противоположных по знаку пробоя между ПЭ и стенкой.

Для определения времени t , за которое фронт ионизации распространяется вдоль трубки, использовались «метки» времени, вырабатываемые схемой импульсного осциллографа ИО-4. Его развертка запускалась импульсами тока заряда одной из первых обкладок. Остальные обкладки поочередно подсоединялись ко входу осциллографа. По мере удаления от ПЭ импульсы на осциллограммах тока в цепи обкладок сдвигались во времени.

Кроме t , по осциллограмме тока в цепи обкладок, расположенной в середине трубки, определялся заряд, приходящий в импульсе на 1 м длины трубки q_0 .

Скорость нарастания напряжения на ПЭ $\dot{\varphi}$ в момент пробоя определялась по осциллограмме сигналов из цепи поджигающего электрода. Аналогичная методика применялась в работе [2].

Трубка помещалась в магнитное поле с индукцией до 0,18 Т. Оно создавалось тремя секциями соленоидов, общая длина которых составляла 0,6 м. Катод находился на расстоянии 0,15 м от торца соленоида.

Результаты измерений. Общая картина наблюдаемого явления соответствовала описанной в [2].

В работе исследовались режимы, когда скорость распространения фронта ионизации v оставалась постоянной вдоль трубки. С изменением параметров разряда ее величина менялась от $0,2 \cdot 10^3$ до $1,7 \cdot 10^3$ м/с.

Как и в работе [2], без магнитного поля величина заряда q_0 , приходящего в импульсе на 1 м длины трубки, растет с увеличением давления газа, а скорость фронта ионизации падает (рис. 2).

Данные и зависимости, полученные в настоящей работе для аргона, согласуются с результатами [2], где измерения проводились в отсутствие магнитного поля.

Рассмотрим теперь, какие изменения вносит в параметры исследуемого разряда продольное магнитное поле.

Многочисленные измерения показали, что скорость фронта ионизации вдоль трубки v практически не зависит от индукции магнитного поля B . Иллюстрацией могут служить данные, представленные в таблице.

$B \cdot 10^2, \text{ Т.}$		0	3,6	4,8	7,2	9,6	12	13,2	15,6	18
$v \cdot 10^{-3}, \text{ м/с}$	Ar, $p=2,1 \cdot 10^2 \text{ Па}$	1,08	1,18	1,18	1,14	1,15	1,08	1,15	1,15	1,15
	He, $p=5,45 \cdot 10^2 \text{ Па}$	0,55	0,57	0,51	0,57	0,57	0,51	0,57	0,53	0,5

При этом скорость нарастания напряжения на ПЭ $\dot{\varphi}$ с ростом индукции B несколько уменьшается (рис. 3).

Зависимость от индукции магнитного поля другого важного для изучаемого процесса, параметра — плотности заряда, приходящего на 1 м длины трубки q_0 , представлена на рис. 4, а для аргона и 4, б для гелия.

При емкости на единицу длины внутренней стенки трубки относительно внешних обкладок $C_0=6,5 \text{ нФ} \cdot \text{м}^{-1}$ величина q_0 соответствует зарядке

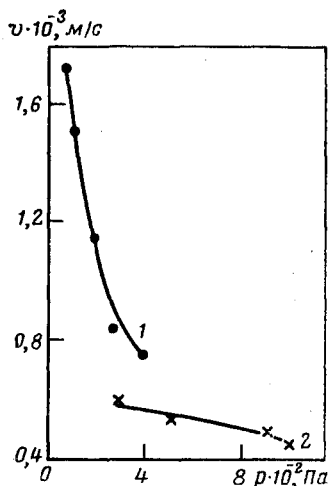


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость скорости распространения фронта ионизации от давления при $u=600 \text{ В}$, $f=200 \text{ Гц}$: 1 — Ar, 2 — He

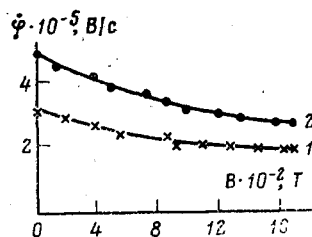


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость скорости нарастания напряжения на ПЭ от индукции магнитного поля при $u=600 \text{ В}$, $f=200 \text{ Гц}$: 1 — Ar, $p=4,25 \cdot 10^2 \text{ Па}$ и 2 — He, $p=5,4 \cdot 10^2 \text{ Па}$

(точнее, перезарядке) стенки за время прохождения фронта на величину Φ_0 от 300 В до 2,4 кВ.

Так как скорости нарастания напряжения на ПЭ и распространения фронта ионизации связаны простым соотношением $\dot{\varphi}=Ev$, где E — градиент потенциала в столбе плазмы, образующемся позади фронта, можно оценить число электронов на 1 м длины столба

$$N_e = \frac{q_0 v}{e b_e E} = \frac{q_0 v^2}{e b_e \dot{\varphi}}, \quad (1)$$

где b_e — подвижность электронов. Величина N_e меняется в пределах 10^{11} – 10^{13} м^{-1} .

В [2] предполагалось, что N_e равно числу ионизаций, производимых электронами, попадающими на стенку в области фронта. Однако грубая

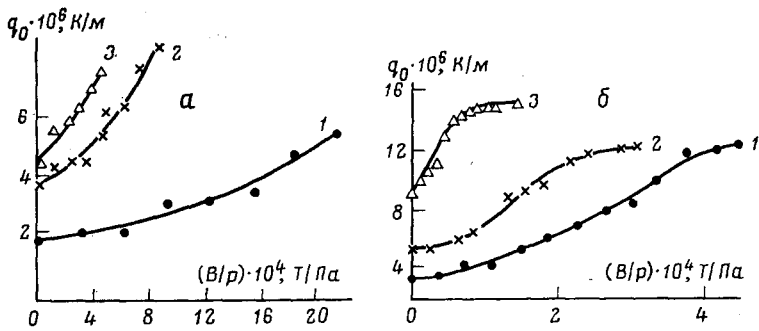


Рис. 4. Зависимость величины заряда, приходящего в импульсе на 1 м длины стенки трубки, от B/p при $u=600$ В, $f=200$ Гц. а — Ar: 1 — $p=0,8 \cdot 10^2$ Па, 2 — $1,2 \cdot 10^2$, 3 — $2,1 \cdot 10^2$; б — He: 1 — $p=3,2 \cdot 10^2$ Па, 2 — $5,5 \cdot 10^2$, 3 — $10,5 \cdot 10^2$

оценка числа ионизаций одним электроном $z = \varphi_0 / \alpha U_i$, где U_i и α — соответственно потенциал и цена ионизации (принято $\alpha=8$), дает число ионизаций на 1 м трубки $N_{\text{ион}}$ на два порядка больше N_e

$$N_{\text{ион}} = \frac{I_0 z}{ev} = \frac{q_0 v q_0}{ev C_0 \alpha U_i} = \frac{q_0^2}{e C_0 \alpha U_i}. \quad (2)$$

Эту разницу, казалось бы, можно объяснить рекомбинацией плазмы. Действительно, если вся ионизация сосредоточена в узком фронте, движущемся со скоростью v , то позади фронта концентрация падает по закону

$$n(x, t) \sim n_0 \exp \left[-\frac{|x-vt|}{2D_a} (v_1 - v) \right].$$

Здесь $v_1 = \sqrt{v^2 + 4(D_{||a}/\tau)}$; диффузионное время жизни $\tau^{-1} = (2, 4)^2 D_{||a}/a^2$, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии. В данном случае $v \gg a/\tau$ и $n \sim n_0 \exp(-t/\tau)$. В гелии отношение t/τ на длине трубки составляет несколько единиц. Однако в аргоне при низких давлениях и сильном магнитном поле $t/\tau \sim 10^{-1}$, т. е. рекомбинация не должна играть заметной роли. Кроме того, величина продольного электрического поля в плазменном столбе мало отличается от той, которая существует в стационарных разрядах, где диффузия к стенкам компенсируется ионизацией.

Таким образом, полученная из энергетических соображений оценка (2), сильно завышена. По-видимому, в переносе заряда на стенку существенную роль играют также и ионы. Заметим, что в условиях данного эксперимента скорость фронта ионизации оказывается порядка скорости дрейфа ионов. Этим изучаемый пробой, управляемый напряжением на электроде, отличается от стримерного, в котором $v \sim b_e E$.

Продольное магнитное поле, затрудняя радиальное движение заряженных частиц, должно увеличивать напряжение пробоя, что качественно согласуется с ходом кривых на рис. 4.

Институт высоких температур
Академии наук СССР
Азербайджанский
государственный университет

Поступила в редакцию
14 XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Bartholomeuszuk. Ann. Phys., 36, 485, 1939.
2. А. В. Недоспасов, А. Е. Новик. ЖТФ, 30, 11, 1330, 1960.
3. А. Е. Новик. Светотехника, 8, 7, 1961; 2, 4, 1962.