

ДИАГРАММЫ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЕННИНГОВСКОГО РАЗРЯДА С ХОЛОДНЫМИ КАТОДАМИ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Р.П.Баберцян, Г.А.Егизарян, Э.И.Тер-Геворкян

Ереванский государственный университет,
375049, Ереван, Армения
(Поступило в Редакцию 16 декабря 1993 г.)

Для уточнения отдельных сторон механизма пеннинговского разряда (разряда с осциллирующими электронами (ОЭ)) и выяснения условий, характерных при его использовании в различных целях, представляет интерес изучение состояния горения разряда в зависимости от его параметров.

К настоящему времени достаточно хорошо изучены многие стороны пеннинговского разряда в зависимости от физических параметров, но в то же время мало внимания уделено влиянию геометрии ячейки на состояние горения, в особенности за его динамические характеристики, когда в нем присутствуют высокочастотные колебания [1-4].

Настоящая работа посвящена изучению влияния относительной длины разрядного промежутка ($l_{отн} = l_0/d_a$) на динамику разряда с ОЭ. Эксперименты проводились в системе с ячейкой Пеннинга, принципиальная схема которой представлена на рис. 1,а. Разрядная ячейка состоит из цилиндрического анода 1; подвижного плоского катода 2, неподвижного катода 3, имеющего отверстие; коллектора, содержащего сетки 4, 5 и центральный электрод 6. Длина разрядного промежутка менялась с помощью специального устройства непосредственно в вакууме. Измерения проводились в ячейках различного диаметра d_1 и d_2 ($d_1 = 13$ мм, $d_2 = 20$ мм). Параметрами служили анодное напряжение U_a , индукция магнитного поля B и давление газа P . Анодное напряжение менялось от 0.8-3 кВ, давление — от $3.4 \cdot 10^{-5}$ до $4 \cdot 10^{-4}$ Тор. Индукция магнитного поля менялась от 500 до 1600 Гс. Рабочим газом служил остаточный воздух.

Для анализа тока из отверстия в центре неподвижного катода в коллекторе имелись два изолированных друг от друга электрода. С их помощью можно было судить о величине и роде тока из отверстия. Род тока определялся путем варьирования напряжения на электроде [6].

Результаты экспериментальных исследований данной работы приведены на рис. 1-3.

На рис. 1,б представлены экспериментальные зависимости значений диокотронной частоты колебаний пространственного заряда ν от длины разрядного промежутка $l_{отн}$ для различных значений индукции магнитного поля B и давления P при $U_a = \text{const}$. Видно, что область существования диокотронной неустойчивости слабо зависит от индукции магнитного поля B , длина же разрядного промежутка влияет на нее существенно. Эксперименты, проведенные в ячейке с диаметром d_1 и постоянной длиной l_a ($l_a = 30$ мм) при тех же физических параметрах, не

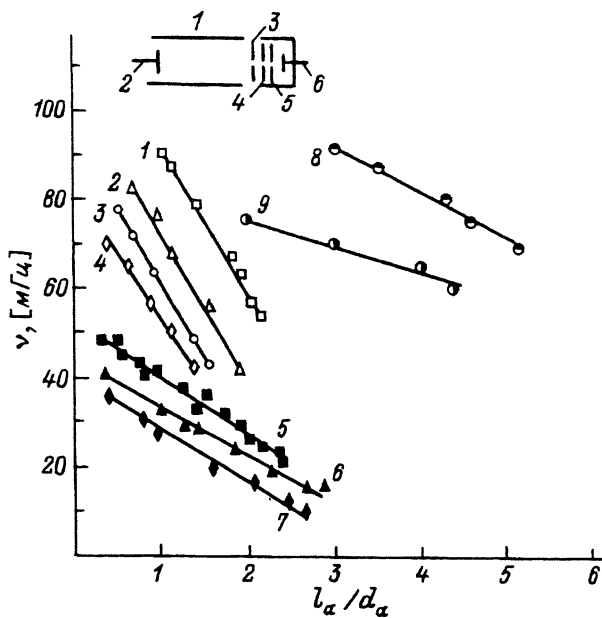


Рис. 1.

ν — зависимости частоты ВЧ колебаний переменной составляющей разрядного тока от длины разрядного промежутка для ячеек диаметрами $d_1 = 13$ мм (1-7) и $d_2 = 20$ мм (8,9) при анодном напряжении $U_a = 2$ кВ, давлениях $P_1 = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор (1-4,8), $P_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ Тор (5-7,9) и магнитной индукции B , кГс: 1 — 0.8; 2 — 1.21; 3,7 — 1.54; 4 — 1.65; 5,8,9 — 1.32.

обнаружили неустойчивости горения разряда. Предполагалось, что в такой геометрии электроны быстро уходят на анод, плотность пространственного заряда небольшая и в ней не развивается диокотронная неустойчивость [1]. С помощью же подвижного катода 4 (рис. 1, а) можно было менять $l_{отн}$ непосредственно в горящем разряде с точностью до 1 мм и непрерывно следить за состоянием разряда. В результате в той же ячейке были обнаружены новые состояния горения разряда, при которых он неустойчив. При этом предельная $l_{отн}$, при которой еще сохранялась неустойчивость, была равна 2.7 отн. ед. Это говорит о том, что в той же ячейке в данных условиях для определенного интервала $\Delta l_{отн}$ в прианодной области все же формируется электронный слой с достаточной для возникновения неустойчивости концентрацией пространственного разряда в азимутально дрейфующем прианодном слое (АДЭС) [1,2]. Ход зависимостей $\nu = f(B)$ и $\nu = f(U_a)$ подтверждает диокотронный характер возникающих колебаний ($\nu \sim U_a/B$). Их нельзя отнести к приосевым осцилляционным колебаниям электронов между катодами, для которых амплитуды в основном на порядок ниже, а частоты следуют другой закономерности ($\nu_z \sim \sqrt{U_0/l_a^2}$, где U_0 — потенциал центра, l_a — длина разрядного промежутка [2]). Более того, незначительное нарушение продольности магнитного поля приводит к исчезновению ν_z , колебания же диокотронного типа остаются, а значения их частот почти не меняются.

Из рис. 1 видно также, что каждому значению диаметра ячейки соответствует определенный интервал $\Delta l_{отн}$, в котором при данных

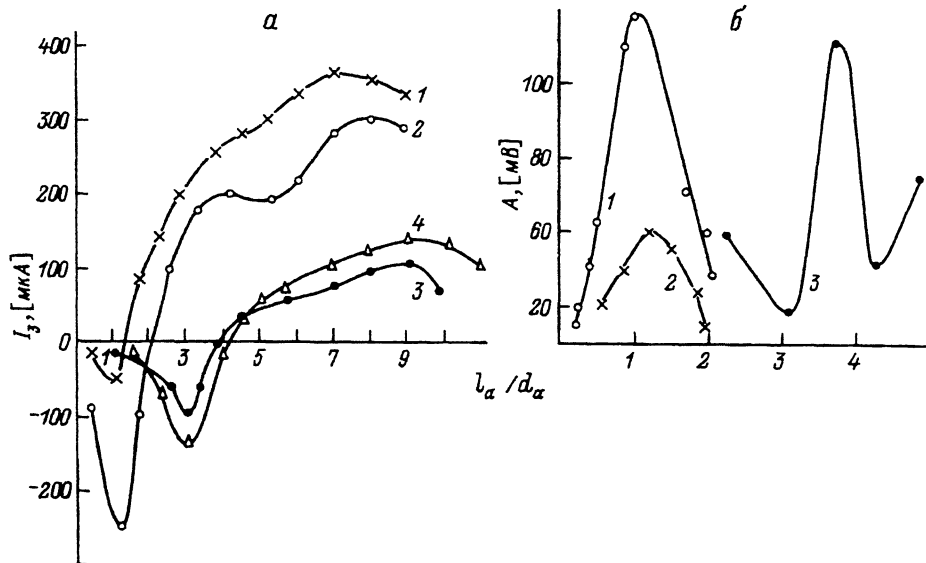


Рис. 2. Зависимость аксиального тока (а) и амплитуды ВЧ колебаний (б) от относительной длины разрядного промежутка при $U_a = 2$ кВ.

а — для $P_1 = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор (1,2 — для ячейки диаметром d_1), $P_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ Тор (3,4 — для ячейки диаметром d_2) и B , кГс: 1 — 1.21, 2 — 1.54, 3 — 1.32, 4 — 1.1; б — при $B = 1.32$ кГс и $P_1 = 4.10^{-4}$ Тор (1 — для ячейки диаметром d_1) и $P_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ Тор (2,3 — для ячеек d_1 и d_2).

условиях разряд неустойчив. Для ячейки диаметром d_1 он лежит в пределах от 0.5 до 2 отн. ед., а в ячейке с диаметром d_2 — от 1.5 до 5.8 отн. ед. при тех же физических параметрах. Выше этих пределов разряд стабилен. Для коротких разрядных промежутков (рис. 2,а) из осевого отверстия в неподвижном катоде идет электронный ток. Эксперимент показал, что величина электронного тока и координата его максимума $I_{e \max}$ существенно зависят от геометрического параметра. Из рис. 2,б и 3 видно, что выходу электронов сопутствует неустойчивость разряда. Видно (рис. 2,а,б), что положение максимума амплитуд диокотронных колебаний A_{\max} совпадает с максимумом электронного тока на центральный зонд. Это не случайно и говорит об их взаимосвязи [3,4], подтверждая, что генерирование электронов обеспечивает АДЭС, находясь в неустойчивом состоянии. Эксперименты показали, что в данных условиях неустойчивое состояние разряда можно стимулировать изменением лишь длины разрядного промежутка и обеспечить выход электронного тока той или иной величины. С ростом $l_{\text{отн}}$ электронный ток из отверстия увеличивается, достигая максимума при ее определенной величине. Относительная длина, на которую приходится максимум электронного тока $I_{e \max}$ в ячейке диаметром d_1 , равна 1 отн. ед., а для ячейки диаметром d_2 — 3 отн. ед. Таким образом, эксперимент выявил существенное влияние геометрического параметра на оптимизацию выхода электронов в данных условиях.

Эти же измерения позволили при непрерывном изменении длины разрядного промежутка обнаружить те значения $l_{\text{отн}}$, при которых наблюдается выход компенсированного по току (нейтрального) пучка (рис. 2,а). Метод тормозящего потенциала позволил в этом убедиться.

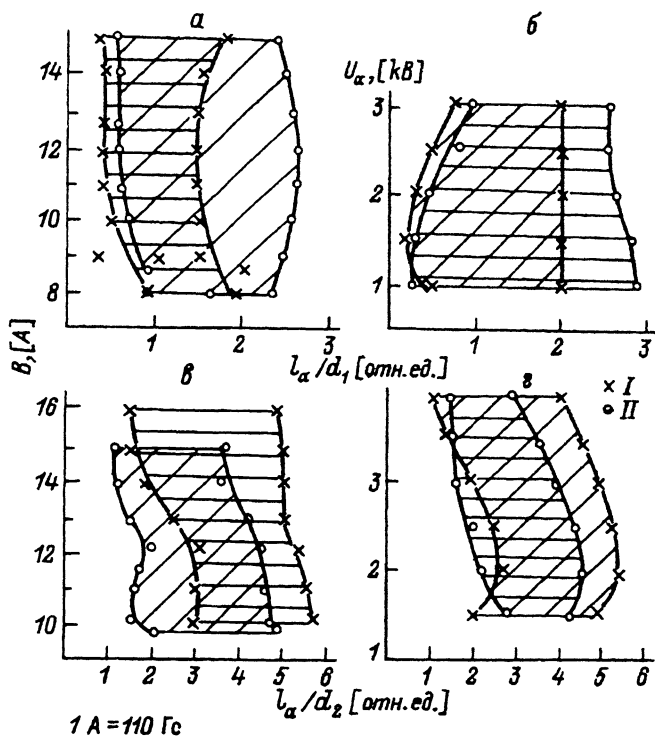


Рис. 3. Области неустойчивости разряда (заштрихованы), представленные на плоскости относительной длины разрядного промежутка и магнитной индукции при $U_a = 2$ кВ (а, в), а также на плоскости относительной длины и анодного напряжения при $B = 1320$ Гс (б, г) для давлений $P_1 = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор (I) и $P_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ Тор (II) в ячейках диаметрами d_1 (а, б) и d_2 (в, г).

В разрядных промежутках с $l_{отн}$, большей этого значения, извлекается ионный пучок, на электрические характеристики и фокусировку которого значительно влияет длина разрядного промежутка. В этих условиях горение разряда стабильно.

В результате одновременного измерения многих характеристик разряда и непрерывного изменения длины разрядного промежутка получены диаграммы неустойчивости разряда с ОЭ (заштрихованные области на рис. 3) при $U_a = \text{const}$ либо $B = \text{const}$ и двух различных давлениях $P_1 = 5 \cdot 10^{-5}$ Тор и $P_2 = 4 \cdot 10^{-4}$ Тор. Изменение давления, как показывают диаграммы неустойчивостей (рис. 3), приводит во всех случаях к изменению положения и величины области неустойчивостей. Увеличение давления в ячейке диаметром d_1 при $U_a = \text{const}$ для различных значений индукции магнитного поля сужает и смещает ее в сторону коротких разрядных промежутков, а в ячейке диаметром d_2 — в сторону больших $l_{отн}$ (рис. 3, а, в). Такая же картина наблюдается при $B = \text{const}$, тех же давлениях и различных анодных напряжениях (рис. 3, б, г). Из того же рисунка видно, что с изменением $l_{отн}$ меняется и величина индукции магнитного поля $B_{кр}$, начиная с которой возникает неустойчивость диокотронного типа. Диаграммы обнаруживают такую совокупность параметров, при которой разряд всегда неустойчив. Пределы $\Delta l_{отн}$, обеспечивающие неустойчивость, заключены от 1

до 2.8 отн. ед. в ячейке диаметром d_1 и от 2.5 до 5.3 отн. ед. в ячейке диаметром d_2 и тех же давлениях P_1 и P_2 . Влияние длины разрядного промежутка на смещение области неустойчивости при тех же давлениях P , U_a и B более сильно в ячейке диаметром d_2 .

Все приведенные закономерности можно объяснить перераспределением значений напряженностей электрических полей, а следовательно, и их отношений по радиусу E_r и по оси E_z с изменением $l_{отн}$ разрядного промежутка [5]. Рост давления приводит к увеличению частоты столкновений $\nu_{ст}$. Вероятность же ионизационных столкновений W_i и достижение необходимой для возникновения неустойчивости плотности пространственного заряда $n_{кр}$ зависят от величины E_r для данной длины разрядного промежутка. E_r играет в данных условиях основную роль в ионизационных процессах, роль E_z для коротких разрядных промежутков ослаблена. С ростом $l_{отн}$ доля вклада каждого из полей в ионизационные процессы меняется. Для каждой $l_{отн}$ существует свое пороговое отношение E_r/E_z , которое определяет наиболее оптимальное протекание ионизационных процессов в данных условиях.

В области коротких разрядных промежутков с ростом P для обеспечения необходимой интенсивности ионизационных процессов необходимо увеличение E_r , чего можно достичь уменьшением $l_{отн}$. От величины E_r зависит и положение областей ионизации. При одной и той же $l_{отн}$ для ячеек разного диаметра радиальные значения напряженностей электрического поля будут различны. В нашем эксперименте E_r/E_z разное при одном и том же значении B , что приводит к возникновению поясов ионизации на различных расстояниях от оси и в конечном итоге к смещению областей неустойчивостей (сказанное подтверждается диаграммами на рис. 3, в, а).

Аналогичные изменения наблюдаются и в диаграммах неустойчивостей разряда при $B = \text{const}$ и меняющемся анодном напряжении (рис. 3, б, г). Их также можно объяснить на основе вышеизложенного. Диаграммы показывают, что в данных условиях состояние неустойчивости определяется геометрией разрядного промежутка, влияние которой на неустойчивость особенно сильно сказывается в области коротких разрядных промежутков, для которых наблюдается наиболее интенсивный выброс электронов в центр катода.

Проведенный анализ экспериментальных зависимостей позволил выяснить, при какой совокупности значений физических и геометрических параметров разряд с ОЭ горит стабильно, и указал на возможность использования ячейки Пеннинга в качестве электронного или ионного источника. При этом механизмы перехода разряда от стационарного к динамическому режиму при изменении U_a , P , B и $l_{отн}$ значительно различаются. Так, если воздействие P изотропно по всей трубке и приводит к изменению частоты столкновений $\nu_{ст}$, то воздействие B анизотропно, оно влияет на группировку, захват, дрейф частиц. Изменение же l_a приводит к непосредственному изменению распределения электрических полей по радиусу и оси, влияя на величину пространственного заряда, на его распределение.

Таким образом, на основе приведенного учета влияния геометрического параметра, меняющегося непрерывно в горящем разряде в ячейке Пеннинга, получены диаграммы неустойчивости, которые дают возможность более полной классификации этого разряда по его состояниям.

Список литературы

- [1] *Knauer W., Fafarman A., Poeschel R.L.* // Appl. Phys. Lett. 1963. Vol. 3. N 7. P. 111-112.
 - [2] *Smirnitckaya G.V., Reikhrudel E.M., Yagczaryan G.A.* // Тр. Междунар. конф. по явлениям в ионизованных газах. Прага, 1973.
 - [3] *Баберцян Р.П., Бадалян Э.С., Егиазарян Г.А., Тер-Геворкян Э.И.* // ЖТФ. 198 Т. 55. Вып. 1. С. 73-78.
 - [4] *Баберцян Р.П., Бадалян Э.С., Егиазарян Г.А., Тер-Геворкян Э.И.* // ЖТФ. 198 Т. 59. Вып. 10. С. 43-45.
 - [5] *Баберцян Р.П., Бадалян Э.С., Тер-Геворкян Э.И., Агасарян В.Ю.* // ЖТФ. 197 Т. 10. Вып. 5. С. 1059-1062.
-