

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования

«ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

УТВЕРЖДАЮ

Декан ЭФФ



Г.С. Евтушенко

« 05 » декабря 2008 г.

А.В. Батраков, Г.Е. Озур

СИЛЬНОТОЧНЫЙ ОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД И ЕГО ДИАГНОСТИКА

Методические указания к выполнению лабораторных работ
по курсу «Эмиссионная электроника» для магистрантов, обучающихся
по магистерской программе 210102 «Микроволновая электроника»
направления 210100 «Электроника и микроэлектроника»

Издательство

Томского политехнического университета

2008

УДК 537.533.2(076.5)

ББК 32.85я73

Б28

Батраков А.В.

Б28

Сильноточный отражательный разряд и его диагностика: методические указания к выполнению лабораторных работ по курсу «Эмиссионная электроника» для магистрантов, обучающихся по магистерской программе 210102 «Микроволновая электроника» направления 210100 «Электроника и микроэлектроника» / А.В. Батраков, Г.Е. Озур. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. – 19 с.

ISBN 5-98298-367-5

УДК 537.533.2(076.5)

ББК 32.85я73

Методические указания рассмотрены и рекомендованы
к изданию методическим семинаром кафедры
сильноточной электроники ЭФФ
«1» сентября 2008 г.

Зав. кафедрой СЭ
член-корреспондент РАН


Н.А. Ратахин

Председатель учебно-методической
комиссии


А.Н. Гормаков

Рецензент

Старший научный сотрудник ИСЭ СО РАН г. Томска

Е.В. Нефёдцев

ISBN 5-98298-367-5

© Батраков А.В., Озур Г.Е., 2008

© Томский политехнический университет, 2008

© Оформление. Издательство Томского
политехнического университета, 2008

ВВЕДЕНИЕ

Пеннинговский (или «филлиповский») разряд является примером очень интересного с физической точки зрения протекания электрического тока в газе при наличии магнитного поля. Кроме того, этот разряд нашел много технических приложений [1].

Классическая схема пеннинговской разрядной ячейки приведена на рис. 1. Ячейка включает в себя два катода и расположенный между ними анод, выполненный в виде кольца, полого цилиндра, рамки и т. п. Разрядная ячейка располагается во внешнем магнитном поле, направленном вдоль ее оси. Наличие магнитного поля кардинальным образом влияет на движение носителей заряда (прежде всего, электронов, как легких частиц), что, в конечном счете, определяет характер разряда.

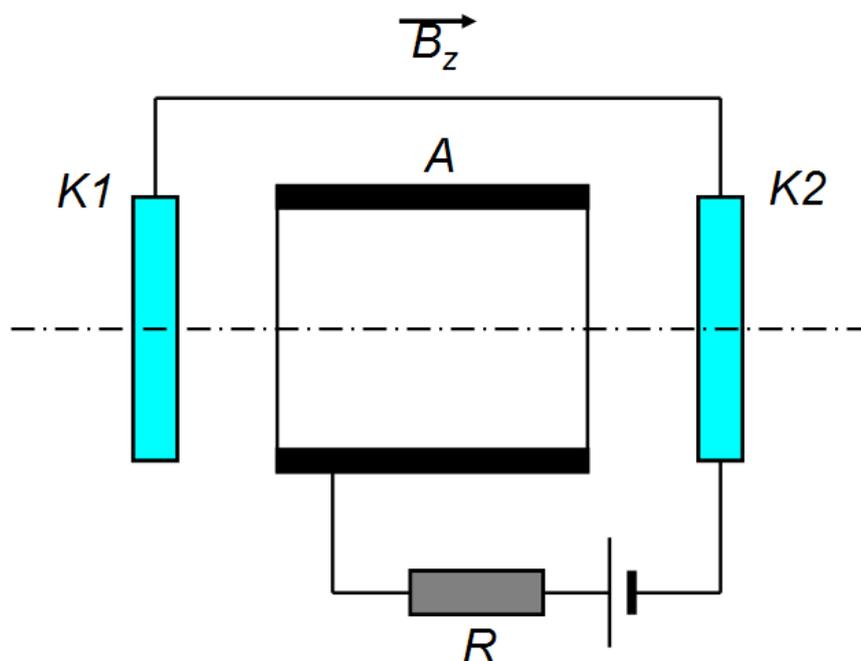


Рис. 1. Схема пеннинговского (отражательного) разряда:
K1 и K2 – катоды, A – анод, R – ограничительный резистор

Рассмотрим в самых общих чертах процесс зажигания и горения пеннинговского разряда. Будем считать, что давление газа низкое, т. е. длина свободного пробега частиц (нейтральных молекул, электронов и ионов) много больше характерного размера разрядной ячейки, например, расстояния между катодами. Для определенности будем рассматривать разряд с цилиндрическим анодом.

Пусть внутри разрядной ячейки в пространстве между одним из катодов (например, *K1*) и анодом появился свободный электрон. Под действием электрического поля электрон стремится попасть на анод, но

внешнее магнитное поле, являющееся поперечным для этого движения, искривляет траекторию электрона и затрудняет попадание электрона на анод. Условием затрудненности, если так можно выразиться, является малость ларморовского радиуса вращения электронов в магнитном поле по сравнению с радиусом анода

$$r_{\text{л}} = \frac{mV_{er}}{eB} \ll r_a. \quad (1)$$

Здесь V_{er} – поперечная (радиальная) составляющая скорости электрона, B – индукция магнитного поля, e и m – заряд и масса электрона, соответственно. (Везде, где это особо не оговорено, используется Международная система единиц СИ) В результате электрон, набрав энергию в промежутке $K1$ -анод, движется по спиральной траектории, «навитой» на силовую линию магнитного поля. Попадая в пространство $K2$ -анод, электрон тормозится, останавливается и начинает двигаться обратно, в сторону первого катода. Таким образом, электроны совершают осциллирующее движение между катодами разрядной ячейки – поэтому данный тип разряда часто называют разрядом с осциллирующими электронами или отражательным разрядом. Наличие осцилляций приводит к тому, что рано или поздно первичный электрон столкнется с нейтральным атомом (молекулой) газа и совершит ионизацию. Благодаря осцилляциям электронов пеннинговский разряд может функционировать при очень низких давлениях газа – вплоть до 10^{-10} Па [2]. Выполнение соотношения (1) является одним из необходимых условий существования пеннинговского разряда.

Возникающие положительные ионы, падая на катоды, выбивают из него электроны (ионно-электронная эмиссия является наиболее интенсивным γ -процессом), которые включаются в процесс ионизации, равно как и электроны, возникшие при ионизации. Таким образом, ток на катоде замыкается положительными ионами и вторичными электронами, а на аноде электронами, диффундирующими поперек силовых линий внешнего магнитного поля. Поскольку выбитые из катода электроны обладают некоторой начальной энергией (20–50 эВ), то часть их (не потерявших энергию при аксиальном движении) может попасть на противоположный катод [3].

Затрудненность попадания электронов на анод приводит к появлению положительного анодного падения потенциала в разряде (потенциал анода выше потенциала в объеме разряда), которое при низких давлениях газа ($p < 10^{-2}$ Па) составляет основную долю напряжения горения разряда [1, 4, 5]. Внутри анодного слоя падения потенциала электроны дрейфуют в скрещенных радиальном электрическом и продольном маг-

нитном полях. Данный дрейф идет, очевидно, в азимутальном направлении со скоростью [6]

$$V_{\theta} = \frac{E_r}{B}, \quad (2)$$

где E_r – радиальная составляющая напряженности электрического поля. Эксперименты показывают, что скорость азимутального дрейфа на 2–3 порядка величины превосходит скорость радиального диффузионного дрейфа [1]. Траектория электрона представляет собой замкнутую циклоиду (трохоиду), что, как и при осциллирующем движении, приводит к неизбежному столкновению его с нейтральной молекулой и акту ионизации. Переход электронов с одной орбиты на другую, т. е. продвижение поперек силовых линий магнитного происходит либо в результате столкновений с другими частицами (прежде всего, с нейтралами) – диффузионный дрейф, либо в результате развития неустойчивостей в плазме разряда [6, 7].

2. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА И ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ РАЗРЯДА ПЕННИНГА

Несмотря на то, что исследованиям пеннинговского разряда посвящено огромное количество экспериментальных и теоретических работ, в настоящее время нет хорошей теории, позволяющей рассчитывать параметры разряда в заданных условиях (давление и род газа, напряженность и конфигурация магнитного поля, геометрия разрядной ячейки). Дело не только в трудностях расчета скорости ионизации газа и движения заряженных частиц в скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ полях, но и в возникновении при определенных условиях неустойчивостей в электронном прианодном слое и в плазме разряда вследствие коллективных взаимодействий [8]. Тем не менее, к настоящему времени установлены основные закономерности зажигания и горения пеннинговского разряда и созданы теоретические модели, позволяющие во многих конкретных случаях с удовлетворительной точностью рассчитать интересующие параметры разряда [3–12]. Вышесказанное относится, конечно, к стационарному (квазистационарному) режиму разряда. Нестационарные (переходные) процессы в пеннинговском разряде изучены не столь подробно.

Существуют два основных режима горения пеннинговского разряда [13]. В первом, **высоковольтном** режиме, реализующимся при низких давлениях газа (обычно менее 10^{-2} Па), подвижность электронов меньше подвижности ионов и в разрядной ячейке преобладает отрицательный объемный заряд [14], квазинейтральная плазма *отсутствует*. Ток разряда

мал (обычно меньше 1 мА), а напряжение горения, напротив, велико (единицы-десятки киловольт). В данном режиме основная часть напряжения горения разряда сосредоточена в анодном слое, поэтому в нем происходит преобладающее число актов ионизации.

Если предположить, что плотность объемного заряда электронов в анодном слое постоянна, то можно рассчитать плотность тока на анод, воспользовавшись выражением для подвижности электронов поперек магнитного поля (классическая диффузия)

$$\mu \equiv \frac{V_{er}}{E_r} = \frac{m v_{en}}{e B^2}, \quad (3)$$

где v_{en} – частота столкновений электронов с нейтралами. Если пренебречь вкладом ионов в объемный заряд, то плотность заряда можно выразить из уравнения Пуассона следующим образом

$$\rho = en_e = \frac{\varepsilon_0 E_r^2}{2U}, \quad (4)$$

где n_e – концентрация электронов; ε_0 – диэлектрическая постоянная; U – падение потенциала в слое, которое в данном режиме приблизительно равно напряжению горения разряда; $E_r = U/r_a$ – средняя напряженность поля в слое; r_a – радиус анода. Учитывая, что скорость дрейфа электронов равна произведению подвижности на напряженность поля, из (3) и (4) легко получить выражение для плотности тока на анод

$$j_a = \frac{m\varepsilon_0}{4e} \frac{E_r^3}{B^2} \frac{1}{U} v_{en} \quad (5)$$

Из выражения (5) видно, что анодный ток пропорционален частоте столкновений электронов с нейтралами, т. е. давлению газа. Данное свойство разряда широко используется для создания ионизационных манометров.

Величина E_r , входящая в выражение (5), может, однако, существенно отличаться от U/r_a , если потенциал и радиус границы анодного слоя не равны нулю. Кроме того, приближение постоянства плотности объемного заряда электронов фактически не выполняется на практике. Как правило, в непосредственной близости к аноду величина ρ падает. Но главное, при выводе выражения (5) не учитывается эмиссия электронов катодами и динамика процесса ионизации в анодном слое.

Выражения для анодного тока, удовлетворительно описывающие его зависимость от напряженности магнитного поля, наблюдаемую экспериментально, получены Мухамедовым [7]. Для относительно малых магнитных полей анодный ток равен

$$I_{a1} = 2S \frac{e}{mc} ka^2 \rho_a r_a^2 p H - \frac{Sck\rho_a\varphi_n p}{2H}, \quad (6)$$

а для больших магнитных полей

$$I_{a2} = 2Sck\rho_a p \frac{U_a}{H} - \frac{Sck\rho_a\varphi_n p}{2H} \quad (7).$$

В выражениях (6) и (7) S – площадь анода, H – напряженность магнитного поля, c – скорость света, k – постоянная, зависящая от рода газа и фактически представляющая собой первый коэффициент Таунсенда, $a = f_i / \ln(\gamma^1 + 1)$ – величина $1/a = N$ – полное число соударений электрона с частицами газа на пути к аноду (f_i – вероятность ионизации при каждом соударении, γ – коэффициент вторичной электронной эмиссии на катоде), где ρ_a – плотность объемного заряда у анода, p – давление газа, φ_n – эквивалентный потенциал потерь. Выражения (6) и (7) записаны в гауссовой системе единиц.

Недостатком выражений (6) и (7) является необходимость знания величины ρ_a , что представляет определенную сложность в эксперименте. Но поскольку величина тока легко измеряется, то смысл выражений (6) и (7) заключается в демонстрации функциональной зависимости тока от параметров разряда и, прежде всего, от напряженности магнитного поля. Достоинством этих формул является также и то, что они описывают поведение тока разряда как в спокойном режиме горения, так и в режиме с высокочастотными колебаниями тока, возникающими в достаточно сильных магнитных полях и обусловленных вращением прианодного электронного облака в скрещенных радиальном электрическом и продольном магнитном полях [7, 15]. Иллюстрацией к этому служит рис. 2, из которого видно неплохое совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей анодного тока от напряженности магнитного поля.

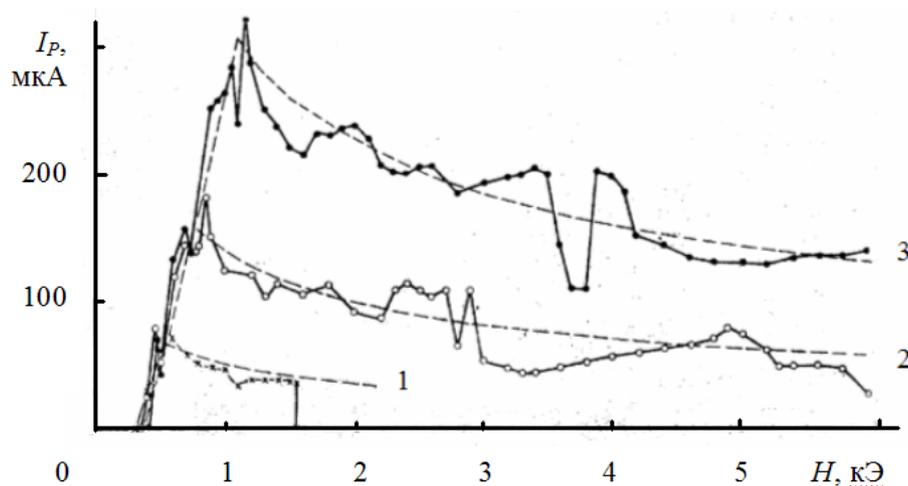


Рис. 2. Зависимость анодного тока разряда в трубке Пеннинга от напряженности магнитного поля при различных значениях анодного напряжения [7]: 1 – 1 кВ; 2 – 2 кВ; 3 – 4 кВ. Давление водорода – 0,013 Па, радиус анода – 7,5 мм, длина анода – 30 мм. Пунктирные линии – расчет по формулам (6) и (7), – сплошные линии с точками – эксперимент

При высоких давлениях ($p > 10^{-1}$ Па) разряд переходит в **сильноточную низковольтную** форму.¹ Практически вся разрядная ячейка в этом случае заполнена плазмой, отделенной от электродов узкими слоями пространственного заряда (рис. 3), причем основное падение потенциала приходится на катодный слой [11–13]. Разряд подобен тлеющему разряду с положительным столбом. Если внешняя цепь способна обеспечить ток выше порогового тока дуги (> 1 А), то разряд может перейти в дуговую форму с катодными пятнами.

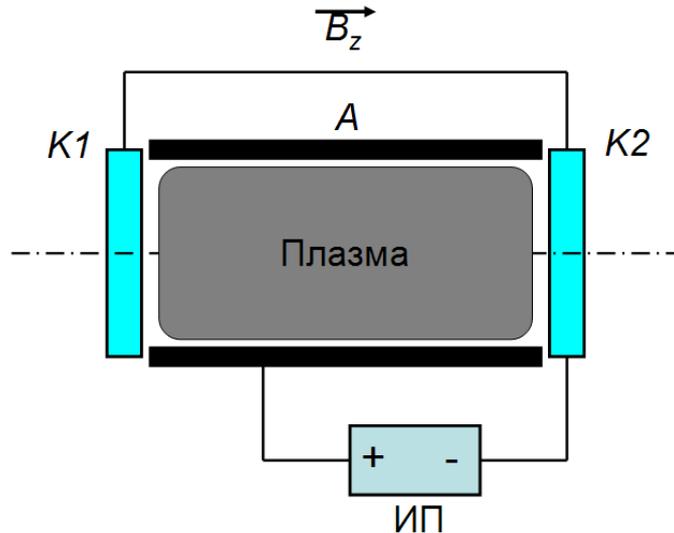


Рис. 3. Схема сильноточного пеннинговского разряда:
K1 и K2 – катоды, A – анод, ИП – источник питания

Сравнительно недавно были предложены аналитические модели [11, 12], позволяющие выразить в явном виде основные параметры сильноточного тлеющего отражательного разряда: напряжение горения и распределение концентрации электронов по радиусу разрядной ячейки.

В качестве основы рассмотрим модель [12]. Исходные положения этой модели были следующими.

1. Рассматривается осесимметричная ячейка высотой (расстояние между катодами) h и радиусом (радиус анода) R . Длина анода также считается равной h , а радиусы плоских катодов равны R . Магнитное поле индукцией B однородно, а силовые линии его параллельны оси системы. Ионизация газа осуществляется только быстрыми электронами, набравшими энергию в прикатодном слое, падение потенциала в котором, U_c , практически равно напряжению горения разряда.

¹ Наряду с основными формами пеннинговского разряда, высоковольтной и низковольтной, в диапазоне давлений примерно 10^{-2} – 10^{-1} Па существует промежуточная (переходная) форма разряда, сочетающая в себе черты основных форм.

2. Вводится независящая от энергии электрона частота ионизации ν_i , а также энергетическая цена ионизации W_i , т. е. средняя энергия, затрачиваемая быстрым электроном на образование электрон-ионной пары. Тогда коэффициент размножения электронов будет равен $\alpha = eU_c/W_i \gg 1$, а время жизни быстрого электрона (т. е. до перехода его в группу медленных) можно определить как $\tau_f = \alpha/\nu_i$.

3. Быстрые электроны поступают в плазму и движутся вдоль силовых линий магнитного поля, но при этом еще диффундируют в радиальном направлении (к аноду) так же, как и плазменные электроны. Плазменные электроны, порождаемые при ионизации, быстро растекаются вдоль силовых линий, выравнивая потенциал в плазме по продольной оси z . Поэтому в рамках модели рассчитываются только радиальные зависимости потоков и концентраций.

4. Радиальное электрическое поле считается достаточно малым, в том смысле, что оно не влияет на радиальный поток быстрых электронов, но его влияние на движение медленных плазменных электронов и ионов является существенным. В этом приближении потоки частиц можно записать в виде:

$$j_f = -D_f \nabla n_f, \quad D_f = \langle r_{ef}^2 \nu_a \rangle, \quad (8)$$

$$j_e = -\mu_e n E - D_e \nabla n, \quad (9)$$

$$j_i = -\mu_i n E - D_i \nabla n. \quad (10)$$

В уравнениях (8)-(10) индексы f , e и i относятся к быстрым электронам, плазменным электронам и ионам, соответственно, $D_{f,e,i}$ – коэффициенты диффузии, $\mu_{e,i}$ – подвижности частиц, r_{ef} – ларморовский радиус вращения быстрых электронов. Из уравнений (9) и (10) могут быть явно выражены поле и градиент концентрации.

Уравнения непрерывности для двух групп электронов

Поскольку быстрые электроны появляются в объеме за счет γ -процессов на катоде (первый член в правой части нижеследующего уравнения), а гибнут в объеме за время τ_f (второй член), то уравнение непрерывности для них запишется в виде:

$$\nabla \cdot j_f = \gamma \frac{b}{h} n - \frac{n_f}{\tau_f}. \quad (11)$$

Плазменные электроны рождаются в объеме за счет гибели быстрых, и для них уравнение непрерывности будет

$$\nabla \cdot j_e = \frac{\alpha n_f}{\tau_f}. \quad (12)$$

Ионы в отличие от быстрых электронов рождаются в объеме, а гибнут на катоде при уходе вдоль аксиальной координаты. Следовательно, для ионного потока уравнение непрерывности запишется в виде

$$\nabla \cdot j_i = \frac{\alpha n_f}{\tau_f} - \frac{b}{h} n. \quad (13)$$

В уравнениях (11) и (13) $b = (kT_e/M)^{1/2}$ – боровская скорость ионов (скорость ионов на границе плазмы).

Плотность тока разряда j (в единицах потока) является алгебраической суммой электронной и ионной компонент $j = j_i - j_e$:

$$\nabla \cdot j = -\frac{b}{h} n. \quad (14)$$

Задачей теории является решение уравнений (11)–(14), в результате которого определяются радиальные профили концентраций быстрых и медленных (плазменных) электронов $n_f(r)$ и $n(r)$. Зная эти функции можно найти все потоки и радиальное электрическое поле.

Граничные условия задачи можно сформулировать так

$$\frac{dn}{dr}(0) = \frac{dn_f}{dr}(0) = 0, n(0) = n_0, n_f(R) = 0. \quad (15)$$

Напряжение горения разряда

Из (11), (12) и (14) можно записать тождество

$$\nabla \cdot (j_e + \alpha j_f + \alpha j) = 0, \quad (16)$$

из которого путем интегрирования по объему, занятому плазмой, можно найти соотношение между токами

$$I_e + \alpha I_f = \alpha I. \quad (17)$$

Если ввести относительную долю тока быстрых электронов на аноде $\psi = I_f/I$, то из (17) следует соотношение для коэффициента размножения α , который, в свою очередь, позволяет оценить катодное падение потенциала:

$$\alpha \gamma = \frac{1 - \psi}{1 - \psi/\gamma}. \quad (18)$$

Таким образом, определив радиальное распределение электронов в разряде, можно найти и напряжение горения разряда.

Радиальные распределения концентрации электронов

Ввиду громоздкости мы не будем приводить математические выкладки по расчету зависимостей $n_f(r)$ и $n(r)$. Нас, прежде всего, интересует ход этих зависимостей, а не абсолютные значения. Характерные кривые, приведенные на рис. 4, являются типичными распределениями, возникающими при поперечной диффузии частиц в осесимметричных системах [1].

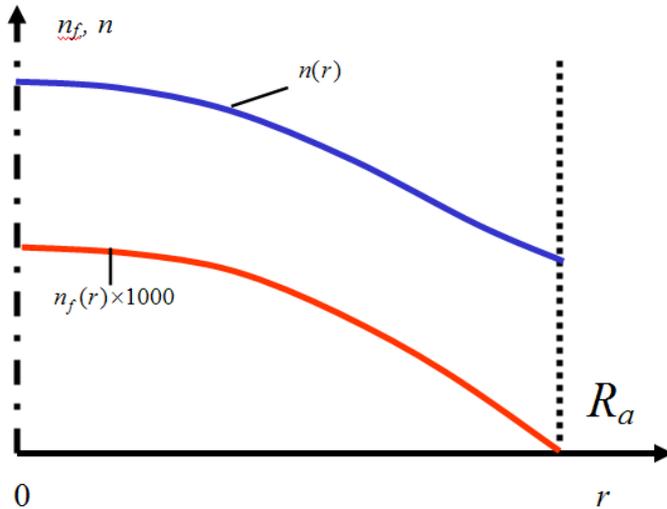


Рис. 4. Радиальные профили концентрации быстрых и медленных электронов, полученные в результате решения системы уравнений (11)–(14)

Достоинством вышеизложенной теории является возможность расчета радиальных распределений концентраций и потоков заряженных частиц, что наиболее интересно для экспериментаторов, поскольку интегральные параметры, такие как ток и напряжение горения разряда легко измеряются.

К сожалению, упрощенный метод описания ионизации газа дает независящее от давления напряжение горения, а линейный характер задачи приводит к тому, что напряжение горения почти не зависит от тока разряда.

Как мы видим, диффузионный характер переноса тока на анод приводит к распределениям концентрации заряженных частиц с максимумом на оси и монотонным спадом по радиусу. Для того чтобы изменить характер этих кривых, необходимо предпринимать какие-то меры. Например, для получения однородного распределения $n(r)$ можно усилить эмиссию на периферийной части катода или увеличить концентрацию рабочего газа в периферийной области разрядной ячейки.

Эксперименты показывают, что сильноточная форма тлеющего отражательного разряда реализуется при давлениях газа не менее 1 Па. При меньших давлениях частота столкновений электронов с нейтралами падает, что приводит к уменьшению анодного тока согласно выражени-

ям (8) и (9). В то же время, часто возникает необходимость зажигания сильноточного разряда при давлениях на 1–2 порядка величины меньше. Такой режим горения реализуется в дуговом отражательном разряде, который является разновидностью сильноточного разряда. Если катоды являются холодными, т. е. термоэлектронная эмиссия отсутствует, то дуговой отражательный разряд горит в режиме с катодными пятнами, обладающими огромной эмиссионной способностью – плотность тока электронов из катодных пятен на несколько порядков величины превосходит плотность тока ионно-электронной эмиссии. Наличие сильноточной эмиссии с катода резко меняет характер переноса тока и все параметры разряда. При ионно-электронной эмиссии распределение плотности тока быстрых электронов по поверхности катода задается распределением концентрации плазмы в столбе. Сильноточная эмиссия, напротив, сама задает это распределение.

Нестационарный характер функционирования катодных пятен порождает нестабильности всех параметров разряда. Поэтому долгое время дуговой ОР считался малоприменимым для использования. Чаще всего он использовался в качестве вспомогательного разряда для зажигания других разрядов типа тлеющего [13]. Тем не менее, известен ряд примеров успешного применения сильноточного дугового ОР для получения плазменного столба с приемлемыми параметрами. Например, одним из применений импульсного сильноточного ОР явилось создание канала транспортировки сильноточных электронных пучков [16]. В этих экспериментах были достигнуты весьма впечатляющие параметры плазменного столба – длина столба составляла 240 см, диаметр – 8 см. При давлении рабочего газа (водород) 0,1–10 Па, напряженности внешнего продольного магнитного поля 25 кЭ и токе разряда до 60 кА концентрация плазмы составляла $(0,1-5) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при достаточно однородном распределении по радиусу столба разряда (рис. 5). Температура электронов составляла несколько эВ, что является типичным для разрядов низкого давления.

Весьма перспективным оказалось использование импульсного сильноточного ОР для создания плазменного анода сильноточных электронных пушек [17–19]. Исследования показали, что, несмотря на хаотичный характер поведения катодных пятен, распределение плотности энергии по сечению формируемого сильноточного пучка получается вполне удовлетворительное, ярко выраженных микронеоднородностей на автографах пучка не наблюдается. Эти пушки с успехом используются при решении различных задач модификации поверхностных слоев материалов.

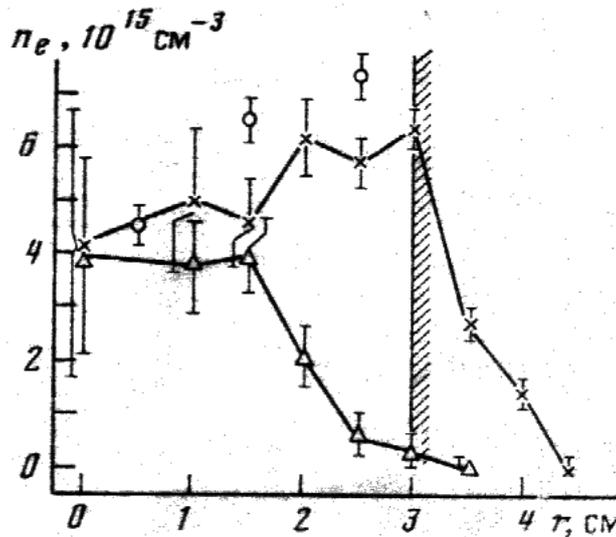


Рис. 5. Распределение концентрации плазмы по радиусу столба, измеренное лазерными методами [18]: крестики (в момент времени $t = 100$ мкс от начала импульса) и треугольники ($t = 200$ мкс) – интерферометрия, кружки – томсоновское рассеяние. Давление водорода – 13,3 Па, ток разряда – 60 кА, напряженность магнитного поля – 25 кЭ, диаметр анода – 6 см

Импульсный режим сильноточного ОР требует знания его временных характеристик. Некоторые закономерности динамики такого разряда были установлены в [17–19]:

1. С момента подачи импульса напряжения на анод разряд горит поначалу в слаботочном (высоковольтном) режиме, а затем, если внешняя цепь имеет достаточно низкий импеданс, переходит через некоторое время τ_d в сильноточный (дуговой) режим горения (рис. 6).



Рис. 6. Типичные осциллограммы напряжения горения и тока разряда. Давление аргона – 0,05 Па, $B = 0,1$ Тл, диаметр и длина анода 6,9 см и 2 см, соответственно, расстояние между катодами – 15 см

2. Существует пороговое значение давления газа, при превышении которого наблюдается переход ОР в сильноточную стадию. Для водорода оно составляло 0,08–0,1 Па, а для аргона – 0,01–0,015 Па. Время задержки перехода τ_d сначала быстро уменьшается с ростом давления, затем этот спад замедляется (рис. 2.14). Кривые для аргона и водорода подобны, но существенно сдвинуты по давлению.

3. В диапазоне давлений рабочего газа 0,02–0,15 Па ток ОР в сильноточной стадии очень слабо зависит как от давления газа, так и от напряженности магнитного поля (в диапазоне от 250 до 3000 Э). Такое поведение тока радикально отличается от случая слаботочного высоковольтного разряда, в котором ток обычно пропорционален давлению.

4. Напряжение горения разряда составляет 150–200 В для аргона и 400–500 В для водорода, соответственно, и распределено примерно поровну между катодным и анодным слоями объемного заряда. Температура электронов, определенная из зондовой характеристики, лежит в диапазоне 5–7 эВ, что является типичным для разрядов низкого давления.

5. Увеличение тока разряда приводит к увеличению плотности ионного тока на катоды, но существенно более медленному. Например, при росте тока разряда с 4 до 300 А плотность ионного тока увеличилась всего лишь в 5 раз (с 0,03 до 0,15 А/см²). Эти измерения показывают, что ток дугового ОР переносится, в основном, катодными пятнами. Фотографирование свечения разряда показало, что количество катодных пятен примерно пропорционально току. Увеличение тока разряда приводит также к перераспределению плотности ионного тока в пользу периферийной области разряда.

6. Время нарастания тока разряда при переходе в сильноточную стадию примерно обратно пропорционально давлению газа.

7. Времена запаздывания перехода ОР в сильноточную стадию имеют малый (не более 6–8%) разброс значений от импульса к импульсу. Разброс становится значительным только в непосредственной близости к пороговому значению давления. Значения этих времен на 1,5–2 порядка величины меньше значений, рассчитанных по известной формуле для перехода тлеющего разряда в дуговой вследствие зарядки ионным током и последующим пробоем диэлектрических включений и пленок на катоде [20]:

$$\tau_d = \varepsilon \varepsilon_0 E_{\text{пр}} / j_i, \quad (19)$$

где ε и $E_{\text{пр}}$ – диэлектрическая проницаемость и пробивная напряженность материала пленки, соответственно.

Действительно, в высоковольтной стадии разряда измеренная плотность ионного тока составила около 1 мА/см² (при давлении аргона 0,053 Па), что должно было дать времена перехода порядка 1 мс, а реально они не превышают 20–40 мкс [18].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерения проводятся на стенде, представляющем собой генератор низкоэнергетических сильноточных электронных пучков на основе пушки с плазменным анодом, формируемым при горении импульсного сильноточного отражательного разряда. При работе на стенде следует руководствоваться его техническим описанием и инструкцией по эксплуатации.

ВНИМАНИЕ! Не допускать напуска атмосферного воздуха в высоковакуумный турбомолекулярный насос (при вращающейся турбине) во избежание выхода его из строя.

4. ЗАДАНИЕ К РАБОТЕ

Целью лабораторной работы является исследование временных закономерностей перехода ОР низкого давления в сильноточную стадию, прежде всего, времени запаздывания τ_d .

Необходимо отметить, что время запаздывания перехода в сильноточную стадию является одной из важнейших характеристик данного разряда. Несмотря на обилие публикаций по переходу тлеющего разряда в дуговой (см., например, обзор [20]), работ, в которых непосредственно измерялись времена запаздывания этого перехода, крайне мало. Таким образом, кроме учебных целей, данная работа преследует также определенные исследовательские цели.

4.1. Экспериментальные измерения

В работе необходимо провести измерения времен запаздывания перехода ОР в сильноточную стадию в зависимости от давления рабочего газа (аргон, азот). Схема измерений приведена на рис. 7. В качестве катодов разрядной ячейки служат либо взрывоэмиссионный катод ($K1$) и коллектор пушки ($K2$), либо специально изготовленные электроды, входящие в комплект установки. Катод $K1$ соединен с «землей» либо через индуктивность генератора импульсных напряжений (см. руководство по эксплуатации стенда), либо напрямую, для чего используется провод с наконечниками, подсоединяемый параллельно индуктивности.

Напуск рабочего газа осуществляется в стационарном режиме через натекаТЕЛЬ с ручным управлением. Давление газа контролируется с помощью вакуумметра. Магнитное поле, обеспечивающее зажигание разряда, создается секционированным соленоидом, питаемым от конденсаторной батареи через тиристорный ключ.

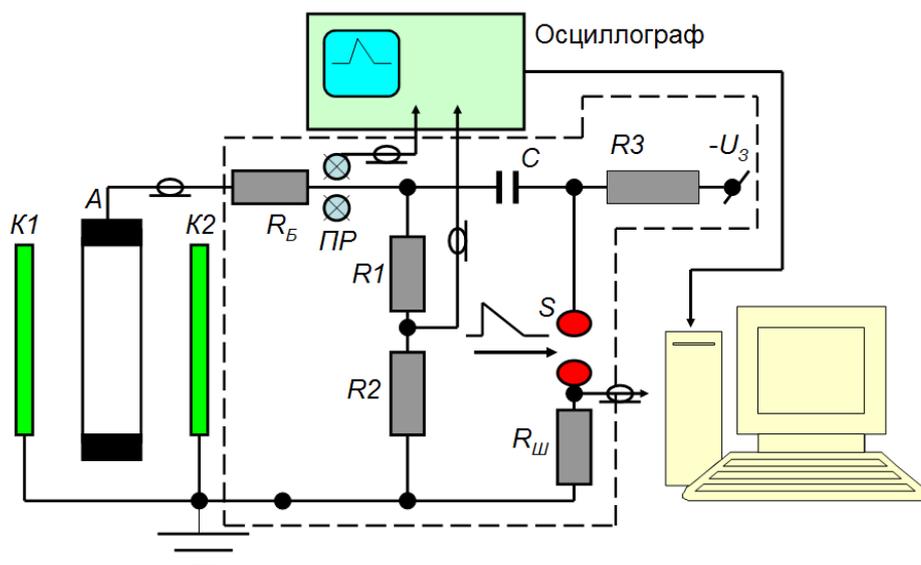


Рис. 7. Схема измерений времени запаздывания перехода отражательного разряда в сильноточную стадию:

K1 и K2 – катоды; A – анод; R_Б – балластный резистор; C = 1 мкФ – накопительный конденсатор; S – управляемый искровой разрядник; PP – пояс Роговского (трансформатор тока); R1, R2 – делитель напряжения; R3 – зарядный резистор; R_Ш – шунт. Пунктиром обведены элементы блока питания разряда (БПР)

Зажигание разряда осуществляется при подаче импульса положительной полярности амплитудой 4-5 кВ на анод. Данный импульс формируется при разряде конденсатора C через управляемый искровой разрядник S . Зарядка конденсатора осуществляется через встроенный в блок питания разряда источник постоянного напряжения. Ток разряда регулируется при необходимости путем изменения сопротивления резистора R_B , включенного последовательно с анодом. Напряжение горения регистрируется активным делителем $R1, R2$, ток разряда – поясом Роговского PP , либо шунтом $R_{Ш}$. Сигналы с датчиков подаются на входы широкополосного цифрового осциллографа Tektronix по коаксиальным радиочастотным кабелям. Для устранения отражений в сигнальных кабелях параллельно входам осциллографа подключаются согласующие нагрузки 50 Ом. Вертикальные и горизонтальная развертки осциллографа выбираются исходя из ожидаемых амплитуд и длительностей сигналов. Зарегистрированные осциллограммы передаются через последовательный порт в компьютер, снабженный программным обеспечением для отображения и обработки осциллограмм (WaveStar, Origin).

Величина τ_d определяется как интервал времени между началами импульсов напряжения и тока разряда на уровне 0,1 от амплитуды, как это показано на рис. 6. В каждом режиме следует делать 10-12 измерений для последующей статистической обработки (вычисление среднего

значения и среднеквадратичного отклонения). При хорошей стабильности измеряемого параметра (например, не хуже $\pm 5\%$) усреднение можно проводить аппаратным методом, воспользовавшись опцией «Average» осциллографа.

4.2. Сопоставление экспериментально полученных результатов с литературными данными. Обсуждение результатов и оформление отчета по работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: «Наука», 1971, Гл.ХII, §72.
2. Тюрюканов П.М., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В., ЖТФ, 1978, т.48, №8, с.1629-1635.
3. Крейнделъ Ю.Е., Ионов А.С. ЖТФ, 1964, т.34, №7, с.1199-1205.
4. Рейхрудель Э.М., Чернетский А.В., Михневич В.В., Васильева И.А. ЖТФ, 1952, т.22, №12, с.1945-1966.
5. Рейхрудель Э.М., Смирницкая Г.В., Егиазарян Г.А. ЖТФ, 1973, т.43, №1, с.130-135.
6. Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1968, 288 с.
7. Мухамедов Р.Ф. ЖТФ, 1973, Т. 43, № 8, с. 1677-1684.
8. Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972, 304 с.
9. Backus J. J. Appl. Phys., 1959, v. 30, p.1866-1869.
10. Knauer W. J. Appl. Phys., 1961, v. 33, № 6, p.2093.
11. Никулин С.П. ЖТФ, 1998, Т. 68, № 7, с. 56-63.
12. Козырев А.В. Изв. ВУЗов. Физика, 2007, №9, с.92-94.
13. Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977, 144 с.
14. Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. ЖТФ, 1969, т.39, №6, с.1044-1051.
15. Смирницкая Г.В., Носырева И.А. ЖТФ, 1970, т.40, №11, с.2346-2353.
16. Аржанников А.В., Бурмасов В.С., Вячеславов Л.Н., Койдан В.С. Физика плазмы, 1984, Т.10, № 1, с.175-182.
17. Озур Г.Е., Назаров Д.С., Проскуровский Д.И., Карлик К.В. Письма в ЖТФ, 1997, т.23, № 10, с.42-46.
18. Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Markov A.V. Laser & Particle Beams, 2003, vol. 21, No.2, pp. 157-174.
19. Озур Г.Е. Изв. ВУЗов. Физика, 2007, № 9. Приложение. – С. 264-267.

20. Lutz M.A. IEEE Trans. Plasma Sci., 1974, v. 2, No. 1, p.1-10.

Контрольные вопросы

1. Оцените минимально необходимую для зажигания пеннинговского разряда величину индукции магнитного поля, если анодное напряжение (разность потенциалов между анодом и катодом) составляет 1000 В?
2. Назовите основные формы пеннинговского разряда. В чем их различие?

Учебное издание

БАТРАКОВ Александр Владимирович
ОЗУР Григорий Евгеньевич

СИЛЬНОТОЧНЫЙ ОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД И ЕГО ДИАГНОСТИКА

Методические указания к выполнению лабораторных работ
по курсу «Эмиссионная электроника» для магистрантов, обучающихся
по магистерской программе 210102 «Микроволновая электроника»
направления 210100 «Электроника и микроэлектроника»

Научный редактор
доктор физико-математических наук,
профессор

Д.И. Проскуровский

Верстка
Дизайн обложки

*В.П. Аршинова
О.Ю. Аршинова
О.А. Дмитриев*

Подписано к печати 10.12.2008. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».
Печать XEROX. Усл. печ. л. 1,1. Уч.-изд. л. 1,0.
Заказ 864. Тираж 100 экз.



Томский политехнический университет
Система менеджмента качества
Томского политехнического университета сертифицирована
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2000



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.