

О пробое плоскосимметричного зазора в кольцевой системе типа Пеннинга.

В.П. Нархинов

Отдел физических проблем при Президиуме Бурятского научного центра СО РАН,
670047, г. Улан – Удэ, Россия

E – mail: lib@pres.buryatia.ru.

Предложены две модели, описывающие зависимость пробойного потенциала от давления плазмообразующего газа и индукции слабо неоднородного магнитного поля $B \approx 0,1 - 0,08$ Тл, в каждой из 28 коротких ячеек типа Пеннинга, образующих генератор кольцевой плазмы в форме цилиндрического тороида. Графики функциональных зависимостей показывают слабую зависимость потенциала зажигания от давления газа в окрестности минимума пашеновских кривых и правой ветви, благодаря рациональному сочетанию электрического и магнитного полей. Установлено, что экспериментальная зависимость зажигания разряда от давления рабочего газа и расчетные зависимости двух моделей хорошо согласуются, в доверительном интервале погрешностей измерения давления газа и индукции магнитного поля с локальным ослаблением его поперечной B_{\perp} составляющей в области токоотбора.

Введение

Первостепенной задачей формирования плазменного эмиттера в источниках электронов на основе газовых разрядов низкого давления в магнитном поле, является определение потенциала зажигания разряда.

Критерием пробоя газовых промежутков служит условие самостоятельности разряда, которое обеспечивается ионизационными процессами в самом разрядном пространстве и на поверхности катода [1].

К настоящему времени вполне законченный вид имеет теория стационарности разряда, а физическое представление динамических форм разряда Пеннинга [2] остается пока на качественном уровне, ввиду сложных зависимостей коэффициентов Таунсенда от величины электрического и магнитного поля, рода газа, материала катода и других факторов [3].

На основе общих представлений пеннинговского разряда, опыта построения электродных схем с поперечным извлечением электронов из тлеющего отражательного разряда [3-6], а также системных

экспериментов [7-12] реализован полномасштабный макет плазменного источника с радиально сходящимся ленточным пучком электронов [13], основные параметры которого определялись методом вращающегося цилиндра Фарадея [14-18].

Для создания кольцевой плазмы с общей длиной эмитирующей поверхности ≈ 200 мм, использовали пробой газового промежутка $d = 2$ мм между плоскопараллельными частями: стержневых полых катодов и двух анодных колец Г-образной формы сечения, на края которых напрессованы ферромагнитные вставки.

Плазма выполняла роль эмитирующей среды, а также обеспечивала ток с 28 стержневых полых катодов отражательной системы, в результате бомбардировки их поверхности ионами и квантами излучения, но и за счет усиления прикатодного электрического поля ионным слоем $\approx 1,2$ мм [10].

Из этого следует, что к пробоем газового промежутка применима лавинная теория Таунсенда.

1. Постановка задачи, результаты и обсуждение модели эквивалентного давления

Согласно такой модели пробой газовой среды в поперечном магнитном поле описывается модифицированным законом Пашена [19]

$$U_{\text{заж.}} = \frac{B \cdot p \cdot d \cdot \left[1 + \left(\frac{W}{n}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}{\ln \left[p \cdot d \cdot \left[1 + \left(\frac{W}{n}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \right] + \ln \left[\frac{A}{\ln \left(1 + \frac{1}{g}\right)} \right]} \quad (1)$$

или,

$$U_{\text{заж.}} = \frac{B \cdot p \cdot d \cdot \left[1 + c^2 \cdot \left(\frac{B_{\perp}}{p}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}{\ln \left[\frac{A \cdot p \cdot d \cdot \left[1 + c^2 \cdot \left(\frac{B_{\perp}}{p}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}{\ln \left(1 + \frac{1}{g}\right)} \right]} \quad (2)$$

где

$$A = 1360(m \cdot \text{Торр})^{-1} \text{ и } B = 23500 \left(\frac{B}{m \cdot \text{Торр}} \right) -$$

константы, зависящие от рода газа, $g = 0,001$ - второй коэффициент Таунсенда.

Выполнение данного закона для системы с замкнутым дрейфом электронов, когда длина свободного пробега электрона l_e значительно меньше расстояния между электродами d , осуществляется в рамках «теории эквивалентного давления» [20]

$$p_{\text{э}} = p \left(1 + \frac{W^2}{n^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

$$p_{\text{э}} = p \cdot \left(1 + c^2 \cdot \left(\frac{B_{\perp}}{p}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}} ; c = \frac{e}{m} \cdot \frac{l_e}{u_e}, \quad (4)$$

где: W - ларморовская частота электрона, n - частота столкновений электрона с нейтральными атомами, $p_{\text{э}}$ - эквивалентное давление в присутствии магнитного поля, l_e, u_e - средняя длина свободного пробега и скорость электрона, m, e - масса и заряд электрона.

Применимость аналитического выражения (2) для вычисления потенциала зажигания в присутствии магнитного поля обуславливается двумя факторами:

§ поскольку в многоячейстой отражательной геометрии электродов разряда Пеннинга одновременно выполнены два противоречивых требования [3,6] обеспечение достаточного магнитного поля в разряде $B \sim 0,1 \text{ Тл}$ и локального ослабления поперечной составляющей B_{\perp} в области токоотбора с помощью компенсирующих поле 28 полюсных наконечников – ферромагнитных стержневых катодов, а также ферромагнитных анодных вставок, образующих эмиссионную щель и изменяющих конфигурацию магнитного поля в этой области;

§ согласно [21] исследования для систем с замкнутым дрейфом электронов в различной геометрии $E \square B$ - полей, в том числе: разрядная трубка Пеннинга, системы с коаксиальными электродами в продольном однородном и неоднородном магнитном полях, системы с плоскими электродами в сильно неоднородном поперечном магнитном поле, были обнаружены аналогичные зависимости напряжения пробоя от поперечной составляющей B_{\perp} индукции магнитного поля.

Измерение пробойных характеристик проводились в экспериментальном макете и источника электронов представленном на рис.1.

Конструкционные особенности которого обусловлены спецификой разрядной камеры которую следует выделить (а, б). Электрическое поле E_z создавалось меж-

ду плоскими частями 28 ферромагнитных стержней 1, дискретно установленных в катод 2 имеющего форму кольца прямоугольного сечения, и двумя анодными кольцами 3 Г – образной формы сечения ввернутыми в цилиндрическое основание 4 анодного электрода.

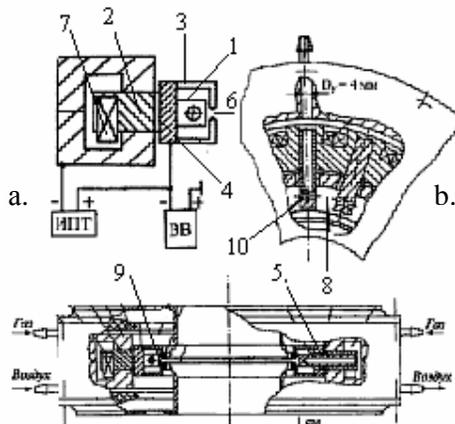


Рис.1. Конструкция источника электронов

Цилиндр 4 удерживается внутри катода 2 диэлектрическими втулками 5. Съемные кольца 3 образуют эмиссионную щель 6. Резьбовое соединение позволяло изменять межэлектродное расстояние, соответственно регулировалась щелевая апертура 6. Внешнее магнитное поле создавалось набором попарно скрепленных постоянных магнитов 7 из SmCo_5 сплава, установленных в отфрезерованные ниши на внешней боковой поверхности катода 2. Выступающие внутрь катода 2 стержня 1 делят полость анодного электрода на 28 ячеек типа Пеннинга 8 и являются полюсными наконечниками постоянных магнитов 7.

Средняя индукция магнитного поля в каждой из ячеек $B \sim 0,08 - 0,1$ Тл, причем направление магнитного поля от ячейки к ячейке меняется на противоположное. Ферромагнитные вставки 9, являясь элементом магнитной цепи, ослабляют попе-

речную составляющую B_{\perp} индукции магнитного поля, что приводит к появлению и усилению продольной составляющей B_{\parallel} в направлении с катодных стержней на стенку анода к эмиссионной щели. Рабочий газ подавался с четырех сторон через штуцеры и растекался по внутренним каналам, попадая в разрядные ячейки по сообщающимся отверстиям связи 10 в стержневых катодах.

Измерения пробойных характеристик проводились для фиксированного плоско-симметричного зазора $d = 2$ мм, при изменяемых параметрах давления аргона от 0,1 до 5 Па и индукции магнитного поля в пределах 0,045 – 0,16 Тл, введя в формулу (2) параметры A , B и g для аргона.

По результатам расчета строилась функциональная зависимость от $p \cdot d$ и B_{\perp}/p в виде графика для каждого измеренного значения давления аргона в газовом промежутке $d = 2$ мм и каждого значения индукции магнитного поля (рис.2).

Анализ полученных зависимостей в виде 6 графиков представленных на рис.2 показывает, что в слабых магнитных полях $B_{\perp} \sim 0,045 - 0,065$ Тл потенциал зажигания резко падает в диапазоне давлений от 0,1 до 1 Па, что не характерно для давлений 2 – 5 Па.

Минимальное значение пробойного потенциала $\sim 324,5$ В достигается при $B_{\perp} \sim 0,1$ Тл, в диапазоне давлений аргона от 0,1 до 2 Па, включительно.

Разряд может зажигаться в минимуме пашеновской кривой при индукции $B_{\perp} \sim 0,07$ Тл и давлении аргона $p \sim 5$ Па.

Поскольку задача измерений потенциалов зажигания разряда состоит в нахождении функциональной зависимости от $p \cdot d$ и B_{\perp}/p , то получаем несколько значений измеряемой величины в виде отрезков ломаной линии, отложенных у каждой точки, что означает величину до-

верительных интервалов, соответствующих измеренным средним значениям по-

тенциалов зажигания, индукции магнитного поля и давления газа.

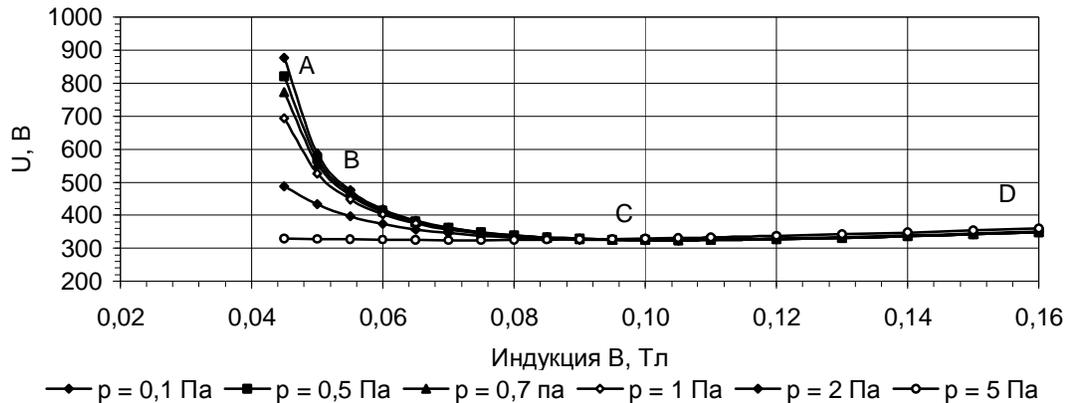


Рис.2. График расчетных зависимостей $U_z = f(p \cdot d, B_{\perp}/p)$ при $d = 2 \text{ мм}$, в диапазоне давлений аргона $p \sim 0,1 - 5 \text{ Па}$.

Из рис.2 видно, что можно классифицировать характеристики зажигания разряда $U_z(B_{\perp})$ по $p \cdot d$, на две условные категории.

Соответствующая область $p \cdot d$ – это минимум и правая часть кривых модифицированного закона Пашена, данная категория характеристик имеет либо незначительный минимум либо наблюдается слабое возрастание U_z с ростом B_{\perp} . При уменьшении $p \cdot d$ на зависимостях появляются участки с разной крутизной достижения значения $U_z(B_{\perp})$, т.е. неоднозначной зависимости U_z от B_{\perp} . Из этого следует важный для нашего случая результат аналитического решения в нахождении области существования разряда $f(U_z, p \cdot d, B_{\perp})$.

Ценность полученного результата заключается в том, что любой вид кривой зажигания разряда может быть подобран путем изменения давления рабочего газа, либо размером межэлектродного зазора, что реализуется благодаря резьбовому соединению анодных колец, отмеченного при описании экспериментального макета (рис.1).

Можно предположить, что на участках АВ четырех кривых зависимостей, где наблюдается заметная крутизна спада напряжения зажигания, при малом изменении роста индукции магнитного поля для давлений газа от 0,1 до 1 Па, траектории электронов искривлены слабо и их скорость дрейфа направлена практически вдоль сильного электрического поля. С увеличением в разрядном промежутке давления газа до 5 Па происходит плавное понижение $U_z(B_{\perp})$, затем в точке С, имеющей координаты значения $B_{\perp} \sim 0,1 \text{ Тл}$ и давлений от $\sim 0,1$ до 2 Па, пробойное напряжение одинаковое $U_z \sim 324,5 \text{ В}$, т.е. точки кривых накладываются.

Физическая интерпретация качественно представляется следующим образом. Начальная стадия разряда определяется двумя механизмами: для электронов большой энергии – таунсендовским механизмом, поскольку электроны могут переходить в режим непрерывного ускорения, и при таких энергиях $\sim 600 - 900 \text{ В}$, сечение ионизации существенно уменьшается, а для электронов низкой энергии – механизмом пробоя в магнитном поле.

На участке СД (при дальнейшем увеличении B_{\perp}) высота циклоиды h_e становится малой. Исходя из условия, что электрон набирает энергию ионизации на высоте $e \cdot E \cdot h_e = e \cdot U_i$ циклоиды, и для того чтобы достичь энергии ионизации, надо увеличить напряженность E – поля. Таким образом объясняется наблюдаемый рост U_3 с увеличением индукции B_{\perp} – поля в исследуемом диапазоне давлений газа.

2. Исследование второй модели

В рамках второй модели рассмотрим вопрос, насколько применимо понятие «интеграла магнитного слоя» [22] и его роль как множителя d – расстояние между электродами, в известном законе Пашена [23] для нашего газоразрядного устройства.

Исходя из специфики разрядной камеры с неоднородным магнитным полем в 28 ячейках, в следствии радиального схождения стержней и усредненной индукций магнитного поля в каждой из ячеек $0,08 - 0,1$ Тл, можно предположить, что для поддержания разряда структура электродной системы и топография электрического и магнитного полей удовлетворяют ряду условий: анод параллелен магнитным силовым линиям; стержневые катоды их пересекают формируя потенциальные ловушки для электронов, а межэлектродное пространство должно допускать азимутальный, радиальный и осевой дрейфы электрических зарядов. Таким условиям удовлетворяют электродные системы разнообразных конфигураций, в которых возможно существование разряда в скрещенных полях, однако исторически первой была ячейка Пеннинга.

Одним из первых примеров двухэлектродных систем, в которых возможно существование разряда в скрещенных полях

является ячейка Пеннинга. Удлинение пути, проходимого электронами в разрядном промежутке достигается как за счет применения отражательной геометрии электродов, так и в результате использования скрещенных электрического и магнитного полей.

В [22] обуславливается: если катод имеет форму плоского диска, а осесимметричное магнитное поле образует арочную геометрию над ним, то в прикатодном пространстве всегда найдется область, где выполняется условие для азимутального электронного дрейфа со скоростью u_e перпендикулярно B_{\perp} , образуя замкнутые круговые орбиты.

Для исследования второй модели важно какими выбраны направление и форма магнитного поля если его направление продольное, т.е. $B_{\parallel} \parallel E$, то влиянием магнитного поля на движение свободных электронов от катода к аноду пренебрегают.

В нашем случае разряд зажегся в скрещенных электрическом и магнитном полях, форма магнитного поля способствовала удержанию электронов в месте их наибольшей генерации, т.е. в прикатодном пространстве.

Исходя из выше изложенного можно предположить:

§ токопроводящие стержни, образующие секционированный катод общей площадью поверхности $S_k \ll S_a$ – соответствующей площади анода, представить в форме плоского диска а неоднородное магнитное поле образует арочную геометрию над ним;

§ в прикатодном пространстве возможно найдется область, где будет выполняться условие для замкнутого дрейфа электронов.

В таком предположении было построено распределение поперечной составляющей B_{\perp} магнитного поля вдоль ра-

диуса, проходящего между магнитами (рис.3.).

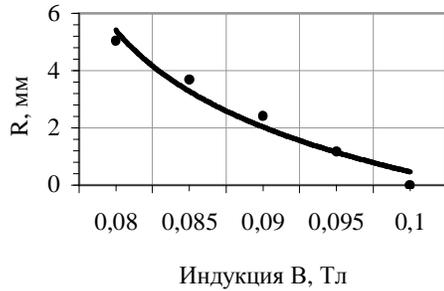


Рис.3. Распределение азимутальной компоненты $B_{\perp}(R)$ магнитного поля вдоль радиуса, проходящего между магнитами.

Согласно [22] интегралом магнитного слоя будем называть

$$Q_R = \int_{R=0}^{R_l} B_{\perp}(R) dR, \text{ Тл} \cdot \text{мм} \quad (5)$$

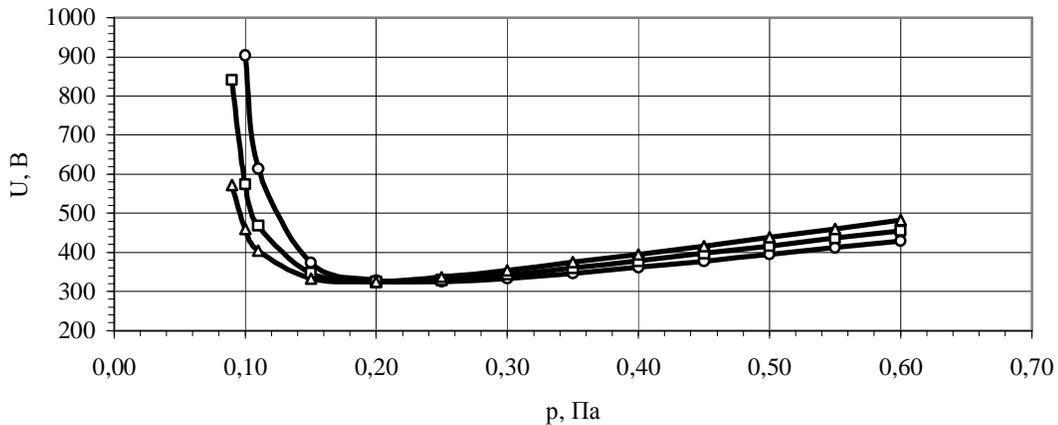


Рис.4. Зависимость потенциала зажигания разряда от «интеграла магнитного слоя» в диапазоне давлений аргона.

Так же очевидно, чем больше величина интеграла, тем при меньших потенциалах и в более низком давлении можно зажечь разряд.

если интегрирование ведется вдоль отрезка нормального к поверхности катода. Составляющая B_{\perp} магнитного поля параллельна поверхности плоского катода. Верхним пределом интегрирования будем считать координату R_l , где индукция $B_{\perp}(R) \sim 0,1 \text{ Тл}$, с условием $B_{\perp}(R) \approx 0,08 - 0,1 \text{ Тл}$.

На рис.4 приведены зависимости влияния магнитного поля на потенциал зажигания тлеющего разряда в диапазоне давлений рабочего газа. Графики кривых зажигания разряда иллюстрируют влияние магнитного поля, когда его величина и форма приводят к образованию азимутального дрейфа электронов в прикатодных областях стержневых катодах кольцевого симметричного разряда.

К настоящему времени в физике и технике газоразрядных систем в скрещенных электрическом и магнитном полях накоплен большой экспериментальный материал с развитым теоретическим описанием

источников электронов на основе разрядов с холодным катодом.

Однако, для коаксиальных электродных структур, использующих тлеющий отражательный разряд в стационарном режиме, картина не так полна.

Решение задачи расчета зажигания разряда в многоячейстой кольцевой системе типа Пеннинга, представляет определенный интерес для выяснения характера влияния слабо неоднородного поперечного магнитного поля в зависимости от давления рабочего газа.

В заключении необходимо отметить следующее:

1. Работа носила чисто аналитический характер при типичных условиях работы кольцевого плазменного эмиттера. Измерения магнитной индукции проводили в натурном эксперименте прибором РШ1-10 с допустимой основной погрешностью 1,5 %. Давление рабочего газа измеряли вакуумметром типа ВИТ-2 с помощью терморных и ионизационных ламп, установленных в вакуумной камере вблизи генератора плазмы, с основной погрешностью измерения 30%.

2. Как и всякая теоретическая работа выполняема при некоторых предположениях, которыми пользовался при решении модельных задач, позволяющих более подробно рассмотреть вопрос о зажигании газового разряда низкого давления в поперечном магнитном поле.

3. В катодном слое происходит основное усиление электронного тока. Зона наиболее интенсивной ионизации газа определяется положением полых стержневых катодов с отверстиями связи канала поступления аргона внутри общего полого анода в виде цилиндрического тороида. Форма B_{\perp} -поля способствует удержанию электронов, осциллирующих между плоскостями стержневых катодов и испытывающими азимутальный $E \times B$ дрейф.

Список литературы

- [1] *Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т.* Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987. 160с.
- [2] *Penning F.M.* // Physica. 1937. Vol.4 №5. P.71 – 75.
- [3] *Крейндель Ю.Е.* Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. 144с.
- [4] *Крейндель Ю.Е., Левшук Л.А.* // ЖТФ. 1968. Т. 38. Вып. 10. С. 1675 – 1683.
- [5] *Завьялов М.А., Крейндель Ю.Е., Новиков А.А. и др.* Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256с.
- [6] *Семенов А.П.* Пучки распыляющих ионов: получение и применение. Улан – Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 1999. 207 с.
- [7] *Семенов А.П., Нархинов В.П.* // ПТЭ. 1993. №2. С.131 – 136.
- [8] *Семенов А.П., Нархинов В.П.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 8. С. 17 – 24.
- [9] *Нархинов В.П., Семенов А.П., Балханов В.К.* // Электротехника. 2002. №9. С. 50 – 53.
- [10] *Нархинов В.П., Семенов А.П., Балханов В.К.* // Электротехника. 2003. №10. С. 55 – 59.
- [11] *Нархинов В.П.* // ТВТ. 2004. Т. 42. №6. С. 980 – 982.
- [12] *Нархинов В.П.* // Известия ТПУ. 2005. Т. 308. №1. С. 60 – 64.
- [13] *Нархинов В.П.* // Патент RU 2256979 МПК H 01 J 27/04, H 05 H 1/02. 2005. БИ №20.
- [14] *Нархинов В.П.* // ПТЭ. 2002. №5. С. 129 – 131.
- [15] *Нархинов В.П.* // ЖТФ. 2002. Т.72. №4. С. 136 – 138.

- [16] *Нархинов В.П., Семенов А.П.* // Патент RU 2202116 МКИ G01T 1/29. 2003. БИ. №10.
- [17] *Нархинов В.П., Цыренжапов Б.Б.* // Электротехника. 2005. №6. С. 40 – 44.
- [18] *Нархинов В.П.* // Мат. докл. III Международной научно – практ. конф. «Энергосберегающие и природоохранные технологии». Улан – Удэ, 2005. С. 271 – 277.
- [19] *Payl I.C.* // Indian I. Phys., 1979, Vol. 538, P.85 - 95.
- [20] *Heylen A.E. D.* // IEE Proc., 1980, Vol.127, Pt. A, No4. P.221 – 224.
- [21] *Королев Л.В., Павлюченко Д.И., Фетисов И.К. и др.* Физика газоразрядной плазмы / Под ред. Тельковского В.Г. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 12 – 25.
- [22] *Марахтанов А.М.* // Физика плазмы. 1995. Т.21. №7. С. 652 – 654.
- [23] *Paschen F.* // Annalen der Physik und Chemie. Wledemanns Annalen. 1889. Vol. 37. Ser. 3. No1. P. 69 – 96.