

УДК 541.13

Исследование поверхностного барьерного разряда, создаваемого электродами в виде ряда параллельных полос

В. В. Андреев, Л. А. Васильева

Исследован поверхностный барьерный разряд в системе, в которой на поверхности диэлектрика расположены металлические электроды в виде ряда параллельных полос. Получены аналитические формулы для вычисления пространственного распределения потенциала и электрического поля в разрядной ячейке. Показано, что для генерации оптимальной конфигурации электрического поля в разрядной ячейке, наряду с физико-химическими характеристиками диэлектрика, величины подаваемого на электроды напряжения и других параметров системы, следует учитывать геометрию металлических электродов. Полученные результаты применимы также для анализа разрядных ячеек компланарного барьерного разряда, в которых металлические электроды расположены на небольшой глубине в диэлектрике. Результаты представляют интерес, так как барьерный разряд является одним из эффективных способов создания неравновесной плазмы при высоких давлениях для разнообразных технологических применений.

PACS: 52.80.Tn

Ключевые слова: диэлектрический барьер, поверхностный разряд, компланарный барьерный разряд, оптимальная конфигурация электрического поля.

Введение

Исследованию барьерного разряда в воздушном промежутке плазмохимических реакторов в настоящее время уделяется значительное внимание, так как на его основе сравнительно легко реализовать химический синтез в промышленных масштабах, в частности, озона [1—6]. Кроме того, в последнее время значительно возрос интерес к исследованию поверхностного барьерного разряда [6—8]. Это вызвано не только необходимостью совершенствования плазмохимических реакторов, но и дальнейшим развитием различных плазменных и плазмохимических технологий, в том числе в связи с возможностью использования приповерхностной плазмы для управления высокоскоростными потоками воздуха путем воздействия на характеристики пограничного слоя с помощью электрических разрядов [9, 10].

Совершенствование плазменных и плазмохимических технологий невозможно без глубокого изучения пространственно-временной структуры барьерного разряда, отражающей механизм развития электрического пробоя в разрядном промежут-

ке. Не поняв этот механизм, невозможно и целенаправленно воздействовать на процессы с участием плазмы. Так, в работе [5] отмечено, что выход озона в плазмохимическом генераторе сложным образом зависит от различных внешних факторов, а именно: перенапряжения, частоты напряжения, влажности газа и скорости его потока, поверхностной проводимости диэлектрического барьера, его удельной емкости. Также существенными параметрами, определяющими плотность вклада энергии в плазмохимический процесс, являются формы и размеры канала микроузора. Определение геометрии канала микроузора представляет сложную и не до конца решенную задачу из-за статистического характера появления отдельных микроузоров. Действительно, каждый микроузор существует десятки наносекунд, и в каждой последующей серии микроузоров их местоположение меняется. Одновременно основные параметры микроузора (геометрия и интенсивность свечения канала, расстояние между микроузорами) изменяются в соответствии с полярностью подаваемого на электроды напряжения.

В работе [6] исследована эффективность синтеза озона в разрядной ячейке компланарного барьерного разряда, особенностями которой являются малые геометрические размеры электродной системы (толщина и ширина электродов 20 и 100 мкм, соответственно), малая толщина диэлектрического покрытия (электроды находятся внутри диэлектрика на глубине 20 мкм) и малая эффективная

Андреев Всеволод Владимирович, доцент, зав. кафедрой.
Васильева Людмила Анатольевна, аспирант.
Чувашский государственный университет им. И. Н. Ульянова.
Россия, 428015, г. Чебоксары, Московский просп., 15.
Тел. 8 (902) 287-05-12. E-mail: andreev_vsevolod@mail.ru
Статья поступила в редакцию 20 июля 2012 г.

© Андреев В. В., Васильева Л. А., 2012

величина разрядного промежутка (расстояние между электродами 400 мкм). При этом напряжение пробоя составляло 1,4 кВ.

Динамика процессов пробоя и формирования канала микроразряда в поверхностном барьерном разряде в чистом кислороде при атмосферном давлении проанализирована в работе [7]. Здесь показано, что пробой газового промежутка завершается формированием катодного слоя, который как источник электронов поддерживает формирование канала микроразряда над диэлектриком.

В работе [8] проведено численное моделирование развития двумерного поверхностного барьерного разряда в воздухе для полубесконечного высоковольтного электрода, расположенного над поверхностью диэлектрика.

В то же время, несмотря на достаточно большое количество работ, посвященных исследованию барьерного разряда, знания о таких процессах далеко еще не полны. В частности, как отмечено в работе [8], не существует надежной физической модели развития поверхностного барьерного разряда. Также требует более тщательного исследования вопрос определения оптимального электрического режима развития объемного и поверхностного барьерного разряда. Например, в работе [5] показано, что для каждого озонатора существует электрический режим, оптимальный для образования озона. Для этого необходимо подбирать такие параметры, при которых обеспечивается наибольшая длительность существования напряженности электрического поля, соответствующей наибольшей эффективности диссоциации молекул кислорода.

Исследованию приповерхностной плазмы посвящены также работы [11—17]. В частности, были найдены приближенные аналитические соотношения для оценки размера и длительности существования отдельного микроразряда для различных конфигураций электродов [11—13]. Такие оценочные соотношения могут использоваться при разработке новых эффективных плазменных и плазмохимических технологий.

В работе [14] рассмотрен при атмосферном давлении в воздухе комбинированный (сдвоенный) барьерный электрический разряд, создаваемый в разрядной камере двумя парами электродов различных конфигураций. Пары электродов подсоединены к двум автономным высоковольтным источникам питания. В этой работе показано, что за счет использования комбинированного барьерного разряда можно добиться увеличения производительности плазмохимического генератора озона при более низком энергопотреблении.

В работах [15, 16] исследован при атмосферном давлении в воздухе барьерный электрический раз-

ряд, возникающий между неподвижным и вращающимся электродами, покрытыми слоем диэлектрика. При этом возникающий в разрядном промежутке барьерный разряд отличается той особенностью, что он поддерживается при постоянном напряжении на электродах. Кроме того, при достаточной простоте конструкции электроразрядной установки и доступности ее практической реализации в ней можно сравнительно легко обеспечить разнообразие форм и условий организации газового разряда.

В данной работе исследован поверхностный барьерный разряд, создаваемый расположенными на поверхности диэлектрика металлическими электродами в виде ряда параллельных полос.

Математическая модель и ее анализ

Рассмотрим поверхностный барьерный разряд, возникающий в разрядной ячейке, представленной на рис. 1. Здесь r_0 — ширина отдельного электрода-полосы; a — расстояние между центрами соседних плоских электродов; d — расстояние между параллельными однородными сетками электродов, расположенных, соответственно, на верхней и нижней поверхности диэлектрика; b — смещение центров плоских электродов верхней и нижней сеток друг относительно друга. Промежутки между сетками заполнен диэлектриком.

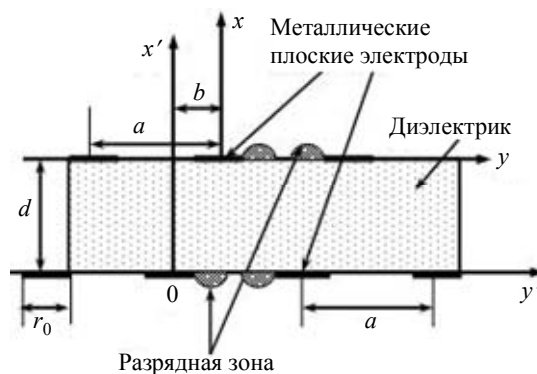


Рис. 1. Разрядная ячейка поверхностного барьерного разряда. Ось z направлена к нам

Начнем с расчета электрического поля, создаваемого бесконечной сеткой, составленной из заряженных тонких металлических плоских электродов ширины r_0 (рис. 2). Эти электроды расположены параллельно оси x на одинаковых расстояниях друг от друга вдоль оси y . Тогда периодическое распределение потенциала на плоскости yx на одном периоде задается формулой

$$\varphi(y) = \begin{cases} 0 & \text{при } r_0/2 < y < a - r_0/2, \\ U_0 & \text{при } 0 \leq y \leq r_0/2 \text{ и } a - r_0/2 \leq y \leq a. \end{cases} \quad (1)$$

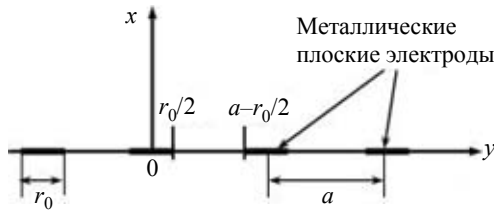


Рис. 2. Однородная бесконечная сетка из заряженных плоских металлических электродов ширины r_0 . Ось z направлена к нам

Здесь U_0 — потенциал электрода относительно заземления. Следует отметить, что здесь не учитываются изменения во времени величины U_0 . Хотя на электроды разрядной ячейки, как правило, подается переменное напряжение, однако отдельные микроразряды длятся порядка десятков наносекунд.

Для расчета электрического поля, создаваемого подобной сеткой, воспользуемся методом, изложенным в [18]. Вдали от сетки по оси x электрическое поле является практически однородным, как будто при равномерном распределении заряда на плоскости yz . При приближении к сетке электрическое поле отклоняется от однородности, но так как плоские металлические электроды расположены периодически, можно обоснованно предположить, что по направлению оси y поле также изменяется периодически. Любая периодическая функция, как известно, разлагается в ряд Фурье. Поэтому для системы электродов, представленной на рис. 2, будем искать решение, как и в работе [18], в следующем виде:

$$\varphi_n(x, y) = F_n(x) \cos \frac{2\pi ny}{a}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

В области, где электрические заряды отсутствуют, потенциал (2) удовлетворяет уравнению Лапласа. В результате получаем такое уравнение

$$\left(\frac{\partial^2 F_n(x)}{\partial x^2} - F_n(x) \frac{4\pi^2 n^2}{a^2} \right) \cos \frac{2\pi ny}{a} = 0.$$

Таким образом, функция $F_n(x)$, удовлетворяющая последнему уравнению, при $n \neq 0$ и $x \geq 0$ равна

$$F_n(x) = A_n \exp\left(-\frac{2\pi nx}{a}\right),$$

а при $n = 0$ имеем

$$F_0(x) = C_1 + C_2 x.$$

С учетом двух последних формул выражение (2) примет вид

$$\varphi_n(x, y) = C_1 + C_2 x + A_n \exp\left(-\frac{2\pi nx}{a}\right) \cos \frac{2\pi ny}{a}. \quad (3)$$

Следует отметить, что в случае отрицательных x в выражении (3) необходима замена $x \rightarrow -x$.

Граничные условия (1) также представим в виде разложения в ряд Фурье:

$$\varphi(y) = \varphi(0, y) = \frac{U_0 r_0}{a} + \frac{2U_0}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi r_0}{a} \cos \frac{2\pi ny}{a}. \quad (4)$$

Таким образом, сопоставляя при $x = 0$ формулы (3) и (4), определяем коэффициенты C_1 и A_n . Следовательно, распределение потенциала, создаваемого сеткой, представленной на рис. 2, вычисляется следующим образом:

$$\varphi(x, y) = C_2 x + \frac{U_0 r_0}{a} + \frac{2U_0}{\pi} \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi r_0}{a} \exp\left(-\frac{2\pi nx}{a}\right) \cos \frac{2\pi ny}{a}. \quad (5)$$

Коэффициент C_2 в выражении (5) находится из условия, что при больших x электрическое поле становится однородным. Обозначим плотность электрического заряда на единицу площади отдельного плоского металлического электрода через σ_1 (см. рис. 2). Тогда напряженность однородного электрического поля сетки при больших x приближенно определяется по формуле

$$E = \frac{r_0 \sigma_1}{2a\epsilon_0}. \quad (6)$$

С учетом формулы (5) напряженность электрического поля, создаваемого сеткой, представленной на рис. 2, равна

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = -\text{grad} \varphi(x, y) = \\ = \mathbf{i} \left(-C_2 + \frac{4U_0}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{n\pi r_0}{a} \exp\left(-\frac{2\pi nx}{a}\right) \cos \frac{2\pi ny}{a} \right) + \\ + \mathbf{j} \left(\frac{4U_0}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{n\pi r_0}{a} \exp\left(-\frac{2\pi nx}{a}\right) \sin \frac{2\pi ny}{a} \right). \end{aligned}$$

Сравнивая последнюю формулу при $x \rightarrow \infty$ с выражением (6), находим

$$C_2 = -\frac{r_0 \sigma_1}{2a\epsilon_0}.$$

Следовательно, для компонент напряженности электрического поля имеем:

$$\begin{aligned} E_x = \frac{r_0 \sigma_1}{2a\epsilon_0} + \frac{4U_0}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{n\pi r_0}{a} \exp\left(-\frac{2\pi nx}{a}\right) \cos \frac{2\pi ny}{a}, \\ E_y = \frac{4U_0}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{n\pi r_0}{a} \exp\left(-\frac{2\pi nx}{a}\right) \sin \frac{2\pi ny}{a}. \quad (7) \end{aligned}$$

Формула (5) примет вид:

$$\begin{aligned} \varphi(x, y) = -\frac{r_0 \sigma_1}{2a\epsilon_0} x + \frac{U_0 r_0}{a} + \frac{2U_0}{\pi} \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi r_0}{a} \exp\left(-\frac{2\pi nx}{a}\right) \cos \frac{2\pi ny}{a}. \end{aligned}$$

После вычисления суммы последняя формула запишется в следующем виде [19]:

$$\varphi(x, y) = -\frac{r_0 \sigma_1}{2a \epsilon_0} x + \frac{U_0 r_0}{a} - \frac{U_0}{\pi} \left[\arctan \frac{\sin\left(\frac{\pi}{a}(r_0 - 2y)\right)}{\cos\left(\frac{\pi}{a}(r_0 - 2y)\right) - \exp\left(\frac{2\pi x}{a}\right)} + \arctan \frac{\sin\left(\frac{\pi}{a}(r_0 + 2y)\right)}{\cos\left(\frac{\pi}{a}(r_0 + 2y)\right) - \exp\left(\frac{2\pi x}{a}\right)} \right] \quad (8)$$

Соотношения (7) примут вид:

$$E_x(x, y) = \frac{r_0 \sigma_1}{2a \epsilon_0} + \frac{2U_0}{a} \times \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi}{a}(r_0 - 2y)\right)}{1 - 2 \cos\left(\frac{\pi}{a}(r_0 - 2y)\right) \exp\left(\frac{2\pi x}{a}\right) + \exp\left(\frac{4\pi x}{a}\right)} + \frac{\sin\left(\frac{\pi}{a}(r_0 + 2y)\right)}{1 - 2 \cos\left(\frac{\pi}{a}(r_0 + 2y)\right) \exp\left(\frac{2\pi x}{a}\right) + \exp\left(\frac{4\pi x}{a}\right)} \right] \times \exp\left(\frac{2\pi x}{a}\right); \quad (9)$$

$$E_y(x, y) = \frac{2U_0}{a} \times \left[\frac{1 - \cos\left(\frac{\pi}{a}(r_0 + 2y)\right) \exp\left(\frac{2\pi x}{a}\right)}{1 - 2 \cos\left(\frac{\pi}{a}(r_0 + 2y)\right) \exp\left(\frac{2\pi x}{a}\right) + \exp\left(\frac{4\pi x}{a}\right)} - \frac{1 - \cos\left(\frac{\pi}{a}(r_0 - 2y)\right) \exp\left(\frac{2\pi x}{a}\right)}{1 - 2 \cos\left(\frac{\pi}{a}(r_0 - 2y)\right) \exp\left(\frac{2\pi x}{a}\right) + \exp\left(\frac{4\pi x}{a}\right)} \right].$$

С учетом формулы (8) распределение потенциала между двумя сетками (см. рис. 1) определяется как сумма потенциалов отдельных сеток. Аналогично при выполнении принципа суперпозиции с помощью формул (9) определяется напряженность электрического поля между двумя параллельными сетками с учетом диэлектрической проницаемости материала, которым заполнено пространство между сетками.

Из формул (9) следует, что при $x = 0$ y -компонента электрического поля $E_y(0, y) = 0$. В то же время x -компонента электрического поля обращается в $\pm\infty$ в ниже обозначенных точках:

$$y = \frac{r_0}{2} - ak \text{ и } y = ak - \frac{r_0}{2}, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Это связано с тем, что в соответствии с формулой (1) в указанных точках потенциал скачком меняется от 0 до U_0 и наоборот. В реальном случае, очевидно, этого, конечно, наблюдаться не будет.

Исследование модели и анализ результатов

Полученные выражения (9) для вычисления компонент напряженности электрического поля позволяют определять условия возникновения и развития поверхностного барьерного разряда. Так, коронный разряд вблизи электрода возникает, если величина электрического поля равна или превышает некоторое характерное для данной среды значение E_{cr} (для воздуха $E_{cr} \approx 3,1 \cdot 10^6$ В/м [20]). Следовательно, на поверхности диэлектрика вблизи электродов сетки, представленной на рис. 1 и 2, коронный разряд загорается при выполнении условия:

$$\sqrt{E_x^2 + E_y^2} \geq E_{cr}. \quad (10)$$

На рис. 3—5 представлены рассчитанные по формулам (9) зависимости от координаты y компоненты напряженности электрического поля и его модуля. При этом были заданы следующие параметры: $U_0 = -700$ В, $r_0 = 0,5003$ м, $a = 1$ мм, $b = 0,5$ мм, $d = 0,4$ мм, $\epsilon = 5$ — диэлектрическая проницаемость барьера. Эти параметры в ходе анализа менялись, и их измененные значения указаны в соответствующих подрисуночных надписях. Поверхностная плотность электрического заряда на металлическом электроде оценивалась по формуле $\sigma_1 = \epsilon_0 \epsilon U_0 / d$. В связи с тем, что в соответствии с формулами (9) x -компонента электрического поля обращается в определенных точках на оси y в $\pm\infty$, кривые на рис. 3—8 вычислены при $x = x_0 = 50$ мкм (см. рис. 1). Это оправдано с той точки зрения, что в реальном случае металлические электроды имеют определенную толщину. С другой стороны, в случае компланарного барьерного разряда металлические электроды находятся на небольшой глубине в диэлектрике [6].

На рис. 3—5 вертикальные пунктирные отрезки обозначают левые и правые границы металлических плоских электродов. Первый слева из этих отрезков обозначает правую границу одного из электродов. Горизонтальные сплошные отрезки на рис. 3—5 обозначают положительный и отрицательный (на рис. 3 и 4) уровни критического значения напряженности электрического поля E_{cr} . В тех областях, где напряженность электрического поля по модулю превышает величину E_{cr} , загорается

ется барьерный разряд. Очевидно, при этом произойдет изменение конфигурации электрического поля сетки.

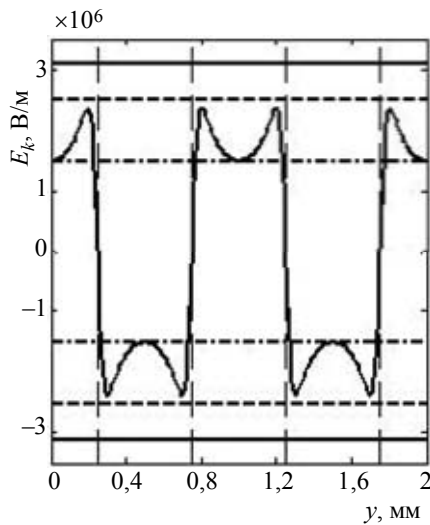


Рис. 3. Зависимость компоненты $E_x(x_0, y)$ напряженности электрического поля при $x_0 = 50$ мкм

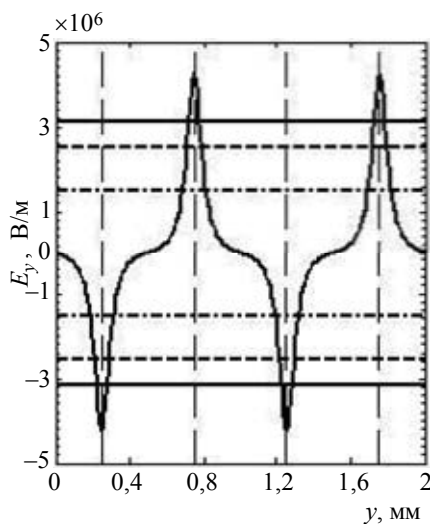


Рис. 4. Зависимость компоненты $E_y(x_0, y)$ напряженности электрического поля при $x_0 = 50$ мкм

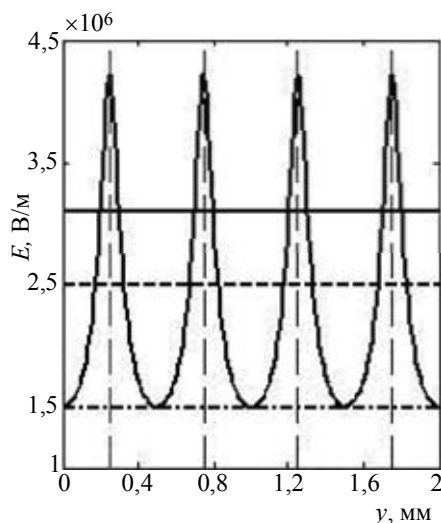


Рис. 5. Зависимость модуля напряженности электрического поля $E(x_0, y)$ при $x_0 = 50$ мкм

В то же время, как видно из рис. 3—5, размеры зоны поверхностного барьерного разряда вблизи плоских электродов на поверхности диэлектрика при определенных параметрах разрядной ячейки могут быть достаточно малы, по сравнению с расстоянием между границами соседних электродов, т. е. по сравнению с величиной $a - r_0$. Такой случай может иметь место в реальных плазмохимических реакторах, в которых создан оптимальный электрический режим. Так, наряду с генерацией электронов в барьерном разряде, требуется обеспечить наибольшую длительность существования напряженности электрического поля, соответствующей наибольшей эффективности диссоциации реагирующих молекул [5]. Эта напряженность электрического поля обычно ниже критической величины E_{cr} . В частности, в соответствии с работой [5], оптимальная для синтеза озона величина напряженности электрического поля в разрядном промежутке в кислороде и в воздухе при нормальных условиях должна составлять $(1,5—2,5) \cdot 10^6$ В/м. На рис. 3—5 горизонтальные штрихпунктирные линии соответствуют напряженности электрического поля $E_1 = \pm 1,5 \cdot 10^6$ В/м, а штриховые линии — $E_2 = \pm 2,5 \cdot 10^6$ В/м.

На рис. 6 и 7 представлены для различных параметров системы результаты исследования зависимости доли поверхности ΔS диэлектрического барьера, вблизи которой создается электрическое поле находится на интервале $(1,5—2,5) \cdot 10^6$ В/м (т. е. от E_1 до E_2), от смещения центров b плоских электродов верхней и нижней сеток друг относительно друга (см. рис. 1). На рис. 6 и 7 кривые имеют четко выраженные максимумы, что свидетельствует о том, что для обеспечения в разрядной барьерной ячейке плазмохимического реактора оптимального распределения электрического поля следует учитывать, кроме прочих параметров, также геометрические конфигурации электродов.

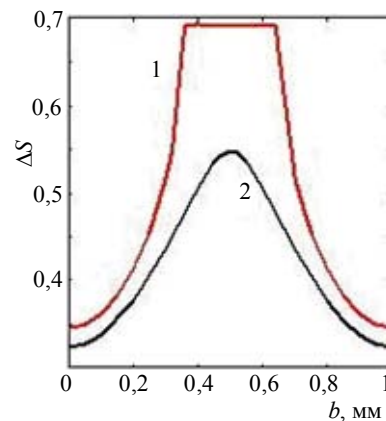


Рис. 6. Зависимость доли поверхности ΔS диэлектрического барьера, вблизи которой создается электрическое поле находится на интервале $(1,5—2,5) \cdot 10^6$ В/м, от величины b при $U_0 = -700$ В (кривая 1) и $U_0 = -600$ В (кривая 2)

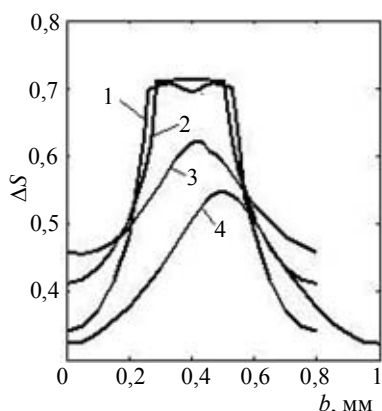


Рис. 7. Зависимость доли поверхности ΔS диэлектрического барьера, вблизи которой создаваемое электрическое поле находится на интервале $(1,5-2,5) \cdot 10^6$ В/м, от величины b при $U_0 = -600$ В, $a = 0,8$ мм, $d = 0,3$ мм (кривая 1); $U_0 = -600$ В, $a = 0,8$ мм, $d = 0,4$ мм (кривая 2); $U_0 = -600$ В, $a = 0,8$ мм, $d = 0,5$ мм (кривая 3); $U_0 = -600$ В, $a = 1$ мм, $d = 0,4$ мм (кривая 4)

На рис. 8 представлена зависимость ширины r_0 отдельного электрода от величины b для кривых, представленных на рис. 6 и 7. Таким образом, кривые на рис. 8 совместно с результатами, представленными на рис. 6 и 7, позволяют определить оптимальную ширину r_0 отдельного электрода в сетке, соответствующую максимуму доли поверхности ΔS , вблизи которой электрическое поле принимает значения, соответствующие наибольшей эффективности диссоциации молекул кислорода.

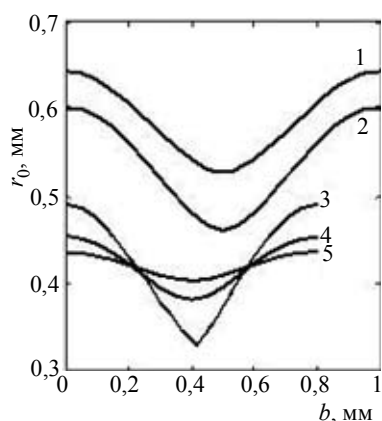


Рис. 8. Зависимость ширины r_0 отдельного электрода в сетке от величины b при $U_0 = -600$ В, $a = 1$ мм, $d = 0,4$ мм (кривая 1); $U_0 = -700$ В, $a = 1$ мм, $d = 0,4$ мм (кривая 2); $U_0 = -600$ В, $a = 0,8$ мм, $d = 0,3$ мм (кривая 3); $U_0 = -600$ В, $a = 0,8$ мм, $d = 0,4$ мм (кривая 4); $U_0 = -600$ В, $a = 0,8$ мм, $d = 0,5$ мм (кривая 5)

Заключение

Таким образом, из результатов исследования следует, что для генерации оптимальной конфигурации электрического поля в разрядной ячейке

поверхностного барьерного разряда следует учитывать геометрию металлических электродов, естественно, наряду с физико-химическими характеристиками диэлектрика, величиной подаваемого на электроды напряжения и других параметров системы. Важность геометрии разрядного электрода в виде ряда параллельных полос была отмечена ранее в работе [21]. В указанной работе в случае высокочастотного поверхностного разряда показано, что если расстояние между отдельными металлическими полосами в сетке превышает 5 мм, то возникает инфракрасное излучение. Это свидетельствует о наличии излучения тепла. Заметим, что в процессах генерации озона, например, выделение тепла крайне нежелательно, так как с повышением температуры возрастает скорость реакций разложения озона [2, 4].

Формулы, исследованные в данной статье, применимы также для анализа разрядных ячеек компланарного барьерного разряда.

Полученные результаты представляют интерес, так как барьерный разряд является одним из эффективных способов создания неравновесной плазмы при высоких давлениях для разнообразных технологических применений.

Литература

1. Cieplak T., Yamabe C., Olchowik J. M., Ozonек J. // Materials Science-Poland. 2006. V. 24. No. 4. P. 1087.
2. Луин В. В., Попович М. П., Ткаченко С. Н. Физическая химия озона. — М.: Изд-во МГУ, 1998.
3. Пичугин Ю. П. и др. // Пат. 2027664 РФ, кл. С 01 В 13/11, 1995.
4. Самойлович В. Г., Гибалов В. И., Козлов К. В. Физическая химия барьерного разряда. — М.: Изд-во МГУ, 1989.
5. Соколова М. В. // Известия Академии Наук СССР. Энергетика и транспорт. 1983. № 6. С. 99.
6. Савельев А. В., Гибалов В. И., Саенко В. Б., Рахимов А. Т. // Журнал физической химии. 2000. Т. 74. № 8. С. 1713.
7. Гибалов В. И., Ткаченко И. С., Луин В. В. // Там же. 2008. Т. 82. № 6. С. 1156.
8. Соловьев В. Р., Кончаков А. М., Кривцов В. М., Александров Н. Л. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 7. С. 648.
9. Шибков В. М., Александров А. Ф., Еришов А. П. и др. // Там же. 2005. Т. 31. № 9. С. 857.
10. Шибков В. М., Александров А. Ф., Еришов А. П. и др. // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2004. № 5. С. 67.
11. Андреев В. В., Васильева Л. А., Кравченко Г. А., Пичугин Ю. П., Филиппов В. Г. // Нелинейный мир. 2009. Т. 7. № 11. С. 811.
12. Андреев В. В., Васильева Л. А., Матюнин А. Н., Пичугин Ю. П. // Прикладная физика. 2011. № 1. С. 52.
13. Andreev V. V., Vasilyeva L. A., Matyunin A. N., Pichugin Yu. P. // Plasma Physics Reports. 2011. V. 37. No. 13. P. 1190.
14. Андреев В. В., Пичугин Ю. П., Телегин В. Г., Телегин Г. Г. // Прикладная физика. 2011. № 6. С. 74.
15. Андреев В. В., Пичугин Ю. П., Телегин В. Г., Телегин Г. Г. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. No. 12. P. 1130.
16. Andreev V. V., Pichugin Yu. P., Telegin V. G., Telegin G. G. // Plasma Physics Reports. 2011. V. 37. No. 12. P. 1053.

17. Андреев В. В., Матюнин А. Н., Пичугин Ю. П., Телегин В. Г., Телегин Г. Г. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2011. № 4. С. 112.

18. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике: Электричество и магнетизм. Т. 5. — М.: Мир, 1977.

19. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. — М.: Наука, 1981.

20. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987.

21. Калинин А. В., Козлов М. В., Панюшкин В. В. // Известия Академии Наук. Энергетика. 1993. № 4. С. 45.

Investigation of the surface barrier discharge generated by the electrodes in the form of a series of parallel metal strips

V. V. Andreev, L. A. Vasilyeva

Chuvash State University

15 Moskovsky av., Cheboksary, 428015, Russia

E-mail: andreev_vsevolod@mail.ru

The surface barrier discharge is investigated in a system in which on the dielectric surface the metal electrodes in the form of parallel strips series are arranged. Analytical formulas for calculating of spatial distribution of potential and electric field in the discharge cell are obtained. It is shown, that for generation of the electric field with optimal configuration in the discharge cell, along with the physical and chemical characteristics of the dielectric, the value of the voltage applied to the electrodes, and other parameters of the system, it would take into account the geometry of the metal electrodes. These results are also applicable for the analysis of discharge cells with coplanar barrier discharge in which the metal electrodes are located at shallow depth in the dielectric. The results are of interest because the barrier discharge is one of the most effective ways to create of non-equilibrium plasma at high pressures for a variety of technological applications.

PACS 52.80.Tn

Keywords: dielectric barrier, surface discharge, coplanar barrier discharge, optimal configuration of the electric field.

Bibliography — 21 references.

Received July 20, 2012