

01;04

Моделирование процесса разряда в ячейке барьерного разряда на основе трехпараметрической модели

© А.А. Пикулев, В.М. Цветков

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: pikulev@expd.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 10 января 2007 г.)

Для газовых смесей Xe/NF₃ (50:1) и Xe/SF₆ (50:1) проведено экспериментальное и численное исследование электрических характеристик ячейки барьерного разряда с плоскими электродами. Моделирование процесса разряда осуществлялось с помощью трехпараметрической модели. Приведены зависимости параметров расчетной модели от давления газовой смеси Xe/SF₆ (50:1) и расстояния между электродами. Сравнение результатов экспериментов и расчетов показывает, что точность моделирования основных характеристик разряда (ток, падение напряжения, перенесенный заряд) не ниже 10%.

PACS: 52.80.Tn

Введение

Барьерный разряд (БР) в последнее время все более широко применяется в технологии. Данный тип разряда может быть использован для генерации УФ-излучения в эксилампах [1,2], нанесения тонких пленок металлов и полупроводников [3–5], создания плоских плазменных панелей и дисплеев [6,7], в электрохимическом анализе [8], для дезактивации бактерий [9–11], обработки медицинских инструментов и изделий [12], ограничения численности насекомых-вредителей [13], очистки воды [14,15], а также в различных плазменных технологиях [16].

Для эффективной работы ячеек БР (УФ-эксилампа, озонатор, реактор барьерного разряда или плазменная панель) требуются импульсные источники питания (иногда довольно высокой мощности), которые работают на частоте порядка нескольких десятков килогерц при амплитуде напряжения в несколько киловольт.

Для возможности проектирования таких специализированных источников питания необходимо иметь простые модели, адекватно описывающие электрические параметры ячеек барьерного разряда. Другим назначением таких моделей является определение некоторых интегральных характеристик (сопротивление плазмы разряда, рассеиваемая мощность), которые могут быть использованы при масштабировании ячеек БР, например, при изменении площади электродов плоских ячеек или при изменении длины или радиуса цилиндрических ячеек.

Одной из основных задач электрической теории ячеек БР является определение зависимости силы тока, протекающего через ячейку от частоты, формы и величины приложенного напряжения. При разработке электрической теории основную роль играет выбор определенной эквивалентной электрической схемы ячейки БР, отображающей ее работу как электрического прибора. Так, при напряжениях меньше пробойного эквивалентная

электрическая схема представляет собой систему трех последовательно соединенных конденсаторов, емкости которых соответствуют емкостям электрических барьеров и емкости разрядного промежутка. При напряжениях выше пробойного параллельно конденсатору, имитирующему емкость газового промежутка, включается переменное сопротивление, моделирующее электрические параметры плазмы БР внутри разрядной ячейки.

Электрическая схема ячейки БР, описанная выше, приведена на рис. 1, откуда видно, что диэлектрические барьеры заменяются конденсаторами с емкостями C_1 , C_2 . Газовый промежуток заменяется переменным сопротивлением R с подключенным к нему параллельно конденсатором с емкостью газового промежутка C_G . Сопротивление газового промежутка в допробойном режиме равно бесконечности.

Одной из первых работ, где была использована данная электрическая схема, является [17]. Позднее эта электрическая схема использовалась для моделирования электрических характеристик озонаторов в монографии [18] и в настоящее время является наиболее распространенной [19–21].

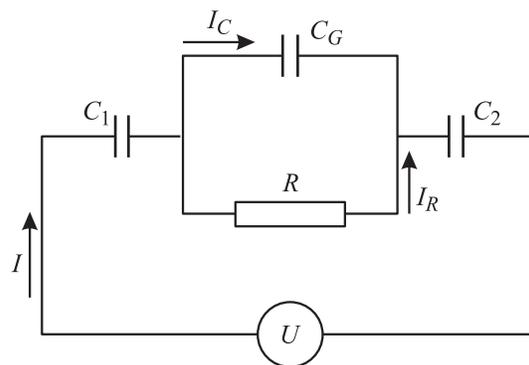


Рис. 1. Эквивалентная электрическая схема ячейки БР.

Данная работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию электрических характеристик ячейки БР с плоскими электродами для газовых смесей Xe/NF₃ (50:1) и Xe/SF₆ (50:1). Моделирование процесса разряда проводилось на основе трехпараметрической модели, предложенной в работе [22]. Параметры модели определялись из результатов экспериментов. В работе приведены зависимости параметров модели от давления газовой смеси Xe/SF₆ (50:1) и расстояния между электродами. Сравнение результатов расчета и эксперимента показывает, что трехпараметрическая модель разряда [22] позволяет моделировать основные параметры БР (перенесенный заряд, потребляемая мощность, амплитуда и длительность импульса тока) с точностью не ниже 10%.

Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на модельной ячейке БР, которая подобна кювете, использованной в работе [23], и предназначена для исследования оптических и электрических характеристик БР в смесях благородных газов с галогенсодержащими компонентами. Она представляет собой цилиндрическую камеру размером 310 × 230 × 230 мм (рис. 2). Основной частью камеры является труба из оргстекла радиусом 70 мм (1), в стенки которой диаметрально противоположно вклеены контактные гнезда (10), предназначенные для установки электродов различных типов (4). Конструкция крепления электродов обеспечивает возможность их смены и изменения расстояния между ними от 1 до 20 мм. С одной стороны камеры герметизация обеспечивается кварцевым выходным окном диаметром 125 мм (2) с пропусканием в диапазоне 500–175 нм не менее 75%. С другой стороны камеры устанавливается герметизирующий фланец (7), на котором закрепляется штуцер наполнения и откачки газовой смеси (3). Создание

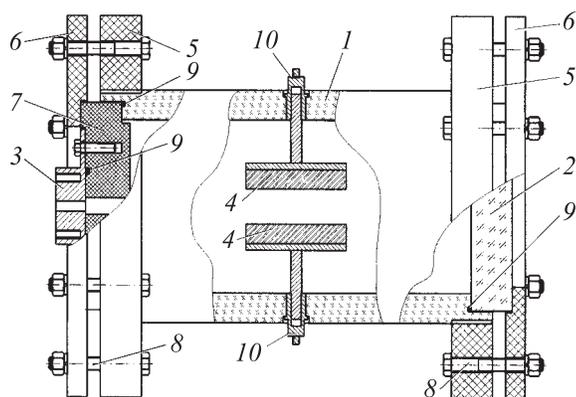


Рис. 2. Модельная кювета барьерного разряда: 1 — трубка из оргстекла; 2 — выходное кварцевое окно; 3 — штуцер наполнения-откачки газовой смеси; 4 — барьерные электроды; 5 — опорные фланцы; 6 — прижимные фланцы; 7 — герметизирующий фланец; 8 — стягивающие винты; 9 — герметизирующий уплотнитель; 10 — контактные клеммы.

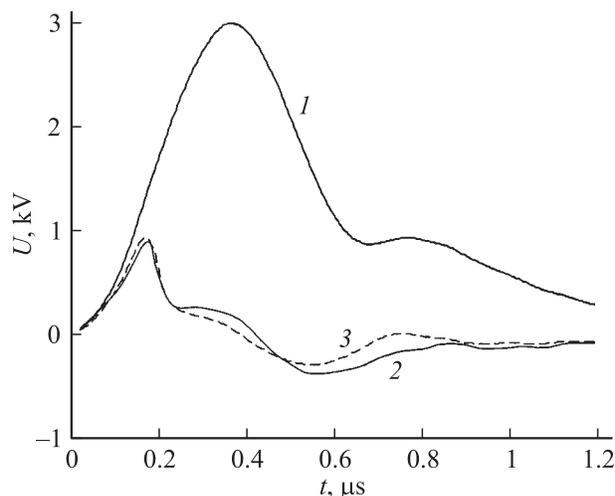


Рис. 3. Напряжение на ячейке БР (1), напряжение на разрядном промежутке, полученное из эксперимента (2), результаты расчета (3).

вакуума (около 10⁻⁴ Torr) обеспечивается применением уплотнителя из вакуумной резины (9). Использование съемных опорных (5) и прижимных (6) фланцев дает доступ к электродам в случае их смены или изменения расстояния между ними. Вывод излучения осуществляется через кварцевое окно.

При проведении экспериментов был использован импульсный источник питания высокой мощности. Выходное напряжение представляет собой периодическую последовательность биполярных импульсов с амплитудой 3 кВ, длительностью порядка 1 мкс и частотой 100 кГц. Форма импульса напряжения приведена на рис. 3 (кривая 1).

Регистрация импульсов напряжения и тока проводилась с помощью осциллографов Tektronix TDS 3014B и TDS3052. Для измерения импульса тока применялся резистивный делитель, контрольные измерения производились с помощью импульсного токового щупа Tektronix p6022. Для регистрации формы напряжения применялся емкостной делитель [24]. При регистрации мощности излучения разряда применялось несколько приборов: измеритель пиковаттных мощностей оптического излучения Radiant Power Meter with Charger и спектрометр MS-257 фирмы Oriel Instruments, ФЭУ-39, ФЭУ-62.

Эксперименты проводились для двух смесей: Xe/NF₃ (50:1) и Xe/SF₆ (50:1), в которых основным источником УФ-излучения является эксиплекс XeF* (354 нм), причем для второй смеси было выполнено значительное количество экспериментов при значениях $pd = 450, 470, 500, 525$ и 550 Torr · мм (где p — полное давление смеси; d — расстояние между электродами) в диапазоне давлений от 40 до 200 Torr. Во всех экспериментах рабочая площадь электродов составляла 10.2 см², суммарная емкость диэлектрических барьеров — 30 пФ.

Моделирование процесса разряда

Рассмотрим электрическую схему ячейки БР (рис. 1). Обозначим суммарную емкость барьеров C_D (C_1 и C_2 — емкости диэлектрических барьеров)

$$C_D = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}. \quad (1)$$

Дифференциальное уравнение для заряда, перенесенного во внешней цепи, имеет вид [20]

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{R(C_G + C_D)} = \frac{C_D}{C_G + C_D} \left(\frac{U}{R} + C_G \frac{dU}{dt} \right), \quad (2)$$

где Q — внешний заряд на барьерах; U — напряжение на ячейке БР; R — сопротивление газового промежутка; C_G — емкость газового промежутка.

Энергия, выделившаяся за импульс в ячейке БР (E) и на разрядном промежутке (E_G), может быть найдена по формулам

$$E = \int_0^T U(t)I(t)dt = \oint_T U dQ, \\ E_G = \int_0^T U_G(t)I(t)dt = \oint_T U_G dQ, \quad (3)$$

где I — ток во внешней цепи; T — период приложенного напряжения.

Отметим, что первое соотношение в формулах (3) соответствует определению выделившейся в ячейке БР энергии методом интегрирования вольт-амперной характеристики, второе — методом измерения площади фигуры в координатах напряжения — заряд [20]. Для электрической схемы, приведенной на рис. 1, выполняется соотношение $E = E_G$. В реальных условиях $E > E_G$, что связано с токами утечки и потерями на излучение электромагнитных волн, величину которых можно определить путем измерения тока холостого хода (например, при проведении эксперимента в вакууме).

Важным моментом электрической схемы ячейки БР является задание сопротивления разрядного промежутка R в зависимости от параметров разряда. В наиболее раннем варианте было принято, что сопротивление является постоянным [25]; в более поздних работах предполагалось, что сопротивление разрядного промежутка равно нулю во время существования разряда [26]. В работе [17] данные модели были объединены: в допробойном режиме (т.е. для $|U_G| < U_D$, где U_D — напряжение пробоя, U_G — напряжение на разрядном промежутке) $R = \infty$, а при наличии пробоя ($|U_G| > U_D$) сопротивление является постоянным: $R = \text{const} < \infty$. Данная модель, хотя и весьма приближенная, позволяет определить такие интегральные параметры БР, как перенесенный заряд и рассеянную энергию за один импульс [17].

Рассмотренная модель описывает процессы, происходящие в ячейке БР, весьма приближенно; существенно большей общностью, позволяющей описывать дифференциальные параметры БР, является модель, предложенная в работе [22]. В модели разряда [22] предполагается, что ионизация отсутствует, если напряженность электрического поля ниже некоторой пороговой величины (т.е. $|U_G| < U_D$). Когда этот порог превышен ($|U_G| > U_D$), начинается процесс ионизации, который пропорционален плотности электронов. Конкурирующим процессом является процесс рекомбинации, который пропорционален произведению концентраций электронов и ионов (т.е. рекомбинация происходит в парных столкновениях). Общее число электронов и ионов в ячейке БР совпадает (электронейтральность плазмы) и пропорционально проводимости разрядного промежутка $G = 1/R$. Таким образом, для проводимости имеем следующее дифференциальное уравнение [22]:

$$\frac{dG}{dt} = k_{\text{ion}} G h(|U_G| - U_D) - k_{\text{rec}} G^2, \\ U_G = U - \frac{Q}{C_D}, \quad (4)$$

где k_{ion} — коэффициент ионизации; k_{rec} — коэффициент рекомбинации; h — единичная функция Хевисайда.

В работе [22] для интегрирования системы (2), (4) в среде PSIM была разработана эквивалентная схема, в которой для устранения расходимостей был использован фильтр второго порядка для сглаживания моментов включения ионизационного члена.

Нами для интегрирования системы (2), (4) был использован метод Рунге–Кутты четвертого порядка, погрешность которого на одном шаге по времени имеет порядок Δt^5 , где Δt — шаг по времени. При использовании данного метода интегрирования никаких расходимостей не возникает и необходимость в сглаживании отпадает.

Результаты расчетов

Электрическая схема ячейки БР (рис. 1), дополненная моделью разряда (2), (4), была использована нами для описания электрических процессов, происходящих в модельной кювете БР (рис. 2). Параметры модели U_D , k_{ion} и k_{rec} определялись из экспериментальных осциллограмм напряжения и тока: так, U_D определяет положение точки пробоя и соответственно момент возникновения импульса тока; k_{ion} — крутизну переднего фронта импульса тока; k_{rec} — положение максимума импульса тока (совместно с k_{ion}) и крутизну заднего фронта импульса.

Поскольку после возникновения разряда происходит некоторое падение напряжения на разрядном промежутке U_G , а напряжение горения разряда несколько ниже пробойного, в качестве U_D бралось максимальное значение напряжения на разрядном промежутке в течение импульса напряжения: $U_D = U_G(t = 0) = \max U_G(t)$, где t_0 — момент возникновения разряда (совпадает с максимумом напряжения на разрядном промежутке).

Значение коэффициентов ионизации k_{ion} определялось из начального периода разряда, когда процессы ионизации преобладают над процессом рекомбинации, т.е. $k_{\text{ion}} \gg Gk_{\text{rec}}$. При выполнении данного соотношения для $t > t_0$ решение уравнения (4) принимает вид

$$G(t) = G(t_0) \exp\{k_{\text{ion}}(t - t_0)\}. \quad (5)$$

Формула (5) была нами использована для определения k_{ion} , при этом применялся метод наименьших квадратов; зависимость проводимости от времени находилась из экспериментальных результатов с помощью уравнения (2).

Результаты наших экспериментов показывают, что импульс тока всегда имеет вершину скругленной формы, что свидетельствует о том, что максимум импульса тока совпадает с максимумом зависимости проводимости от времени; следовательно, в этот момент выполняется следующее соотношение:

$$k_{\text{ion}} = G(t_{\text{max}})k_{\text{rec}}, \quad (6)$$

где t_{max} — момент максимума импульса тока. Значение коэффициента рекомбинации k_{rec} определялось из формулы (6).

Отметим, что параметры модели U_D , k_{ion} и k_{rec} могут быть ассоциированы с известными параметрами газового разряда: U_D совпадает с разрядным напряжением U_0 , k_{ion} для условий таунсендовского разряда пропорционален коэффициенту объемной ионизации α (первый коэффициент Таунсенда), k_{rec} пропорционален объемному коэффициенту рекомбинации ρ (коэффициент Ланжевена) [27].

Результаты обработки одного из экспериментов приведены на рис. 3–5. В расчетах использовались следующие параметры: расстояние между электродами 5 mm, площадь электродов 10.2 cm², суммарная емкость барьеров $C_D = 30$ pF, емкость разрядного промежутка

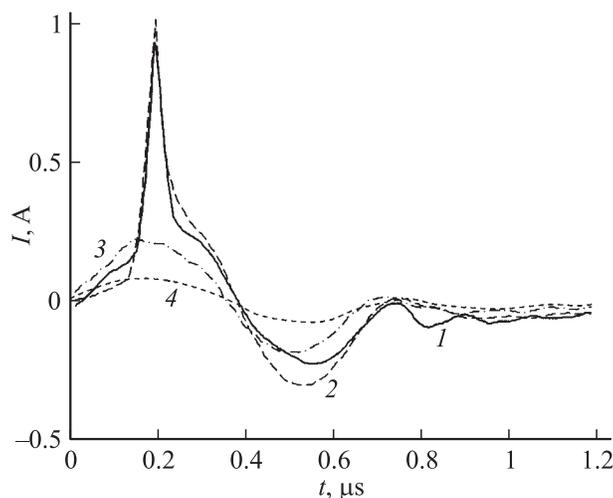


Рис. 4. Ток через ячейку БР: эксперимент (1); результаты расчета (2); ток смещения, увеличенный в 10 раз (3); ток холостого хода (4).

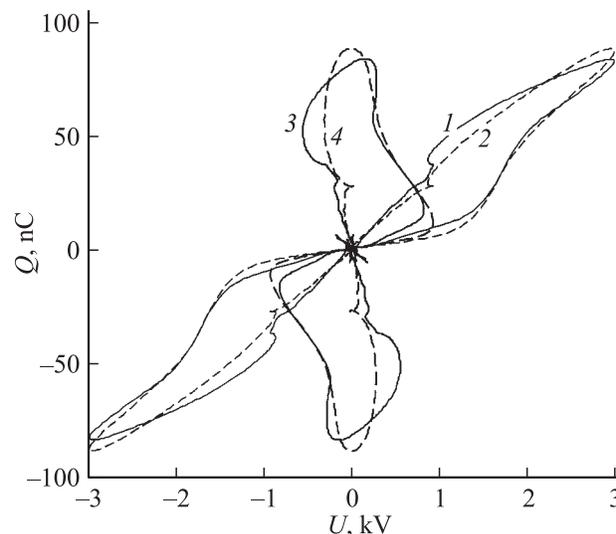


Рис. 5. Вольт-кулоновская диаграмма разряда: в переменных напряжение на ячейке БР — перенесенный заряд (1), (2) и в переменных заряд на разрядном промежутке — перенесенный заряд (3), (4). Эксперимент (1), (3); результаты расчетов (2), (4).

$C_G = 1.8$ pF, напряжение пробоя $U_D = 700$ V, ионизационный коэффициент $k_{\text{ion}} = 5 \cdot 10^7$ s⁻¹, коэффициент рекомбинации $k_{\text{rec}} = 10^9$ Ω · s⁻¹, 100 kHz — частота следования импульсов напряжения с амплитудой 3 kV, смесь Хе–NF₃ (50:1) с общим давлением 100 Torr.

При проведении расчетов рассматривались четыре последовательных импульса напряжения, шаг по времени $\Delta t = 4$ ns, всего в расчете использовалось 10⁴ точек. Интегрирование системы (2), (4) проводилось методом Рунге–Кутты четвертого порядка, точность интегрирования была не ниже 10⁻⁸.

Напряжение на ячейке БР, а также экспериментальное и расчетное напряжения на разрядном промежутке представлены на рис. 3. На рис. 4 приведены расчетные и экспериментальные зависимости импульса тока от времени, а также ток смещения (увеличен в 10 раз) и ток холостого хода, который при определении параметров электрической модели БР вычитался из суммарного тока через ячейку.

Расчетные и экспериментальные вольт-кулоновские диаграммы за первые четыре импульса напряжения приведены на рис. 5. Результаты расчета и эксперимента представлены в двух системах координат: в переменных напряжение на ячейке БР–перенесенный заряд и в переменных напряжение на разрядном промежутке–перенесенный заряд. Отметим, что энергия, рассеянная за один импульс, равна площади, ограниченной вольт-кулоновской характеристикой в переменных напряжение–заряд (см. формулу (3)).

Мощность, потребляемая ячейкой БР, определенная из эксперимента, составляет 6.1 W, а из расчета — 5.8 W, экспериментальная и расчетная амплитуды импульса тока составляют соответственно 0.94 и 1.05 A,

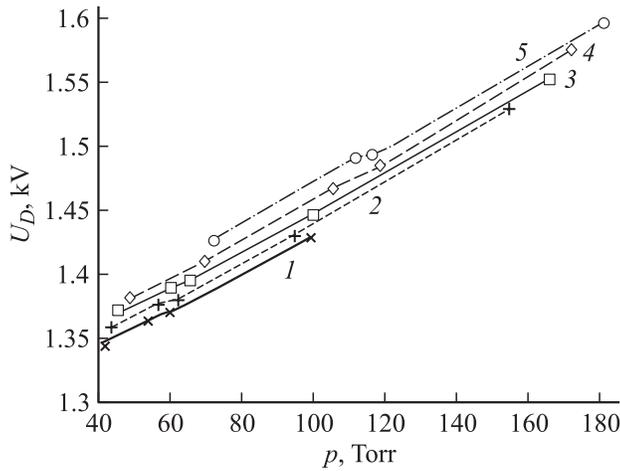


Рис. 6. Зависимость пробойного напряжения U_D от давления и значения pd : 450 (1), 470 (2), 500 (3), 525 (4), 550 Torr · mm (5).

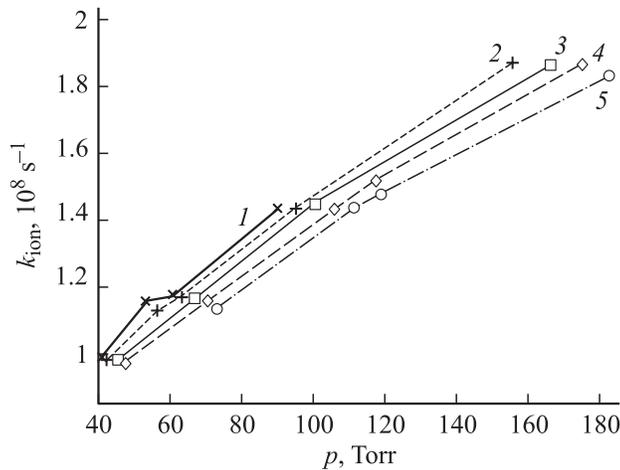


Рис. 7. Зависимость коэффициента ионизации k_{ion} от давления, значения pd те же, что для рис. 6.

а перенесенный заряд — 79 и 83 нС. Среднее значение проводимости разрядного промежутка, определенное из расчета, равно $0.29 \text{ мС} \cdot \text{м}$, что соответствует сопротивлению $3.5 \text{ к}\Omega$.

Для смеси Xe/SF₆ (50:1) нами были проведены эксперименты для нескольких значений $pd = 450, 470, 500, 525$ и $550 \text{ Torr} \cdot \text{мм}$, при этом давление смеси изменялось от 40 до 200 Torr. Во всех экспериментах рабочая площадь электродов составляла 10.2 см^2 , суммарная емкость диэлектрических барьеров — 30 pF, частота следования импульсов напряжения — 100 kHz, амплитуда напряжения — 3 kV.

Результаты обработки данных экспериментов по определению параметров модели U_D , k_{ion} и k_{rec} приведены на рис. 6–8. Пробойное напряжение U_D (рис. 6) практически линейно растет с увеличением давления (при постоянном pd) и при повышении pd (при постоянном p). Как хорошо известно, пробойное напряжение U_0 для низких

частот приблизительно прямо пропорционально значению pd [28]. В случае высокочастотного разряда эта простая зависимость нарушается: U_0 является функцией давления p и расстояния между электродами d [28].

Некоторое увеличение U_D в наших экспериментах при повышении давления ($pd = \text{const}$) может быть объяснено высоким сродством элегаза и фтора (наработка которого в процессе разряда пропорциональна концентрации SF₆ и электронов) к электрону, что приводит к нелинейному увеличению потока выбывающих из разряда электронов при повышении давления газовой смеси.

Коэффициент ионизации k_{ion} (рис. 7) увеличивается при возрастании давления ($pd = \text{const}$), причем зависимость k_{ion} от давления хорошо ложится на степенную функцию с показателем 1/2. При увеличении pd ($p = \text{const}$) k_{ion} приблизительно линейно уменьшается.

Полученная зависимость k_{ion} от pd и давления p коррелирует, до некоторой степени, с известной формулой для первого коэффициента Таунсенда (A, B — постоянные) [27]

$$\alpha = Ap \exp \left\{ -\frac{Bpd}{U} \right\}, \quad (7)$$

из которой следует, что $\alpha \sim p$ (при $pd = \text{const}$) и α экспоненциально уменьшается при увеличении pd ($p = \text{const}$). Нелинейная зависимость k_{ion} от давления p ($pd = \text{const}$), полученная в наших экспериментах, также может быть связана с наработкой фтора в процессе разряда.

Коэффициент рекомбинации k_{rec} (рис. 8) линейно увеличивается с давлением ($pd = \text{const}$) и уменьшается при возрастании pd ($p = \text{const}$). Линейное увеличение k_{rec} с повышением давления соответствует предсказаниям теории Ланжевена о прямой пропорциональности объемного коэффициента рекомбинации ρ и давления газа [28]. Отметим, что теория Ланжевена экспериментально подтверждается только для невысоких давлений

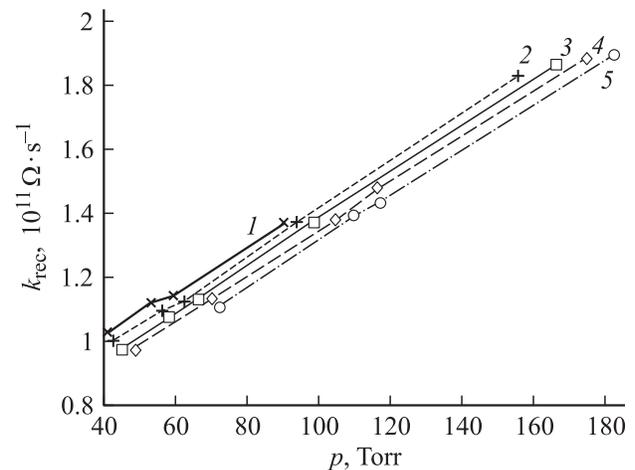


Рис. 8. Зависимость коэффициента рекомбинации k_{rec} от давления, значения pd те же, что для рис. 6.

Зависимости параметров формул (8) от pd

pd , Torr · mm	450	470	500	525	550
U_{D0} , kV	1.28	1.29	1.30	1.31	1.32
a_2 , $10^7 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1/2}$	1.53	1.50	1.46	1.42	1.37
$k_{\text{rec}0}$, $10^{10} \Omega \cdot \text{s}^{-1}$	7.3	6.8	6.5	6.0	5.7

(меньше 1 atm), чему удовлетворяют условия проведения наших экспериментов; при больших давлениях $\rho \sim 1/p$ [27].

Полученные зависимости U_D , k_{ion} и k_{rec} от pd и давления p хорошо описываются следующими эмпирическими формулами:

$$U_D = U_{D0}(pd) + a_1 p,$$

$$k_{\text{ion}} = a_2(pd)p^{1/2}, \quad k_{\text{rec}} = k_{\text{rec}0}(pd) + a_3 p, \quad (8)$$

где постоянные $a_1 = 1.6 \text{ V/Torr}$, $a_3 = 7.4 \cdot 10^8 \Omega/(\text{s} \cdot \text{Torr})$, а зависимости U_{D0} , a_2 и $k_{\text{rec}0}$ от pd приведены в таблице. Эти параметры получены при аппроксимации экспериментальных результатов методом наименьших квадратов. Из таблицы видно, что зависимости параметров U_{D0} , a_2 и $k_{\text{rec}0}$ от pd близки к линейным.

В качестве заключения отметим, что сравнение результатов расчета и эксперимента показывает, что трехпараметрическая модель разряда [22] позволяет моделировать основные параметры БР (перенесенный заряд, потребляемая мощность, амплитуда и длительность импульса тока) с точностью не ниже 10%.

Настоящая работа выполнена в рамках проекта МНТЦ (№ 3098).

Список литературы

- [1] Xu X. // *Thin Solid Films*. 2001. Vol. 390. P. 237–242.
- [2] Boyd I.W., Zhang J.Y. // *Nuclear Instr. and Meth. Phys. Res. B*. 1997. Vol. 121. P. 349–356.
- [3] Macauley D.J., Kelly P.V., Mongey K.F., Crean G.M. // *Appl. Surf. Sci.* 1999. Vol. 138/139. P. 622–626.
- [4] Geretovszky Z., Boyd I.V. // *Appl. Surf. Sci.* 1999. Vol. 138/139. P. 401–407.
- [5] Esrom H. // *Appl. Surf. Sci.* 2000. Vol. 186. P. 1–4.
- [6] Boeuf J.P. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2003. Vol. 36. P. R53–R79.
- [7] Shinoda T., Awamoto K. // *IEEE Trans. on Plasma Sci.* 2006. Vol. 34. N 2. P. 279–286.
- [8] Соснин Э.А., Баталова В.Н., Захарова Э.А. // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. 2005. Т. 71. № 8. С. 18–24.
- [9] Соснин Э.А., Авдеев С.М., Кузнецова Е.А., Лаврентьева Л.В. // *ПТЭ*. 2005. № 5. С. 1–4.
- [10] Соснин Э.А., Авдеев С.М., Кузнецова Е.А., Лаврентьева Л.В., Ерофеев М.В., Суслов А.И. // *Прикладная физика*. 2005. № 4. С. 74–78.
- [11] Yu. H., Xiu Z.I., Ren C.S., Zhang J.L., Wang D.Z., Wang Y.N., Ma T.S. // *IEEE Interact. on Plasma Sci.* 2005. Vol. 33. N 4. P. 1405–1409.
- [12] Dumitrascu N., Topala I., Popa G. // *IEEE Trans. on Plasma Sci.* 2005. Vol. 33. N 5. P. 1710–1714.
- [13] Bures B.L., Donohue K.V., Roe R.M., Bourham M.A. // *IEEE Trans. on Plasma Sci.* 2006. Vol. 34. N 1. P. 55–62.
- [14] Oppenländer T., Gliese S. // *Chemosphere*. 2000. Vol. 40. P. 15–21.
- [15] Алексеев С.Б., Кувшинов В.А., Лисенко А.А., Ломаев М.И., Орловский В.М., Панарин В.А., Рождественский Е.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф. // *ПТЭ*. 2006. № 1. С. 142–144.
- [16] Kogelschatz U. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2004. Vol. 46. P. B63–B75.
- [17] Емельянов Ю.М., Филиппов Ю.В. // *ЖФХ*. 1957. Т. 31. № 7. С. 1628–1635.
- [18] Самойлович В.Г., Гибалов В.И., Козлов К.В. *Физическая химия барьерного разряда*. М.: Изд-во МГУ, 1989. 176 с.
- [19] Oda A., Sugawara H., Sakai Y., Akashi H. // *J. Phys. D*. 2000. Vol. 33. P. 1507–1513.
- [20] Ломаев М.И. // *Оптика атмосферы и океана*, 2001. Т. 14. № 11. С. 1091–1095.
- [21] Wichaidit C., Hitchon W.N.G. // *Phys. Lett. A*. 2005. Vol. 335. P. 50–55.
- [22] Bhosle S., Dawson F.P., Zissis G., Damelincoart J.J. // *Conf. Record of the 2004 IEEE Industry Appl. Conf., 39th IAS Annual Meeting IEEE*. Piscataway, NJ, USA. 2004. Vol. 3. P. 1667–1670.
- [23] Павловская Е.Н., Подмошенский И.В., Яковлева А.В. // *ЖПС*. Т. 20. № 3. 1974. С. 504–506.
- [24] Ломаев М.И., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В. // *Письма в ЖТФ*. 2002. Т. 28. Вып. 1. С. 74–80.
- [25] Klemens A., Hintenberg H., Hofner H. // *Zs. Elektrochem*. 1937. Bd 43. S. 708–712.
- [26] Manley T. // *Trans. Elektrochem. Soc.* 1944. Vol. 84. P. 83–96.
- [27] Аюпян А.А., Буткевич Г.В., Дмоховская Л.Ф., Кухаркин Е.С., Лебедев Г.А., Разевиг Д.В., Сергеев А.С., Сиrotинский Л.И. *Техника высоких напряжений*. Ч. 1. М.: Госэнергоиздат, 1951. 292 с.
- [28] *Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. ак. И.А. Кикоина*. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.