

Характеристики локализованного газового разряда

© А.В. Абрамов, Е.А. Панкратова, И.С. Суровцев, Д.Ю. Золототрубов

Воронежский государственный архитектурно-строительный университет,
394006 Воронеж, Россия
e-mail: Abramovgasu@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 30 июля 2014 г.)

Проведены исследования высокочастотного емкостного газового разряда при расстояниях между электродами 15–200 μm и установлены возможные формы его существования. Определены условия формирования дискретных микроразрядов с заданной геометрией, локализующихся у отдельных элементов поверхностей электродов.

Введение

Известно, что существующие методы сухого размерного травления материалов предусматривают формирование плазмы в большей части объема рабочей камеры (РК), в которой тем или иным способом размещаются обрабатываемые пластины. Для формирования нужного рисунка травления часть поверхности пластин защищается от воздействия плазмы маской, что обычно достигается путем литографических операций. Достоинством этих методов является высокая разрешающая способность. При этом нередко подвергаемая травлению площадь несоизмеримо мала по сравнению с поверхностью, контактирующей с плазмой. В таких системах травления значительная часть продуктов диссоциации молекул плазмообразующего газа высаживается на стенках РК [1] и обуславливает необходимость постоянной подачи в нее свежего газа. Очевидно, газ и электроэнергия при этом расходуются мало эффективно, а плотность поглощаемой разрядом мощности низкая. Указанные обстоятельства определяют получение относительно невысоких скоростей травления материалов в таких системах. Однако в электронной промышленности и других отраслях производства существует множество процессов, где не требуется высокое разрешение, но нужна большая скорость травления, позволяющая достаточно быстро удалять значительные слои материалов. Этим требованиям удовлетворяет локализованный газовый разряд (ЛГР). Первые сообщения о применении ЛГР для размерного травления материалов без использования масок опубликованы в [2,3]. Было показано, что при определенном сочетании давления газа (P) и длины разрядного промежутка (L) можно добиться локализации дискретных микроразрядов в точном соответствии с геометрией выступающих в направлении разрядного промежутка элементов поверхности одного из электродов. При этом на плоской поверхности пластин обрабатываемого материала, размещавшихся на втором электроде, микроразряды вытравливали углубления с заданными границами. Такое травление было названо условно „негативным“. В работе [4] были приведены результаты исследований влияния различных факторов

на разрешающую способность, а в [5] на скорость безмасочного размерного травления кремния и диоксида кремния с помощью ЛГР. В работе [6] представлена математическая модель этого процесса. В частности, получены пространственно-временные распределения заряженных и незаряженных компонентов ЛГР у прямоугольного элемента поверхности электрода. Проведен также сравнительный анализ результатов моделирования и полученных экспериментально с помощью ЛГР распределений скоростей травления Si и SiO₂. В последние годы ЛГР привлекает внимание исследователей в связи с возможностью его применения для получения нанокластерных пленок [7–9]. Это оказывается возможным благодаря наличию фактора физического распыления электродов и подходящих условий образования кластеров в ЛГР. В настоящей работе представлены результаты исследований электрофизических свойств ЛГР. Определены, в частности, условия перехода от „негативного“ к „позитивному“ травлению, которое обеспечивает формирование на поверхности материала рисунка, являющегося зеркальным отражением рисунка на электроде.

Условия получения и основные характеристики ЛГР

Для изучения ЛГР было изготовлено устройство, фотография которого представлена на рис. 1. Это устройство размещалось на заземленном электроде внутри РК, представлявшей собой кварцевую трубу диаметром 120 и высотой 80 mm с плоской стальной крышкой. Возбуждающее разряд напряжение ($U_{\text{т}}$) частотой 13.56 MHz подавалось гибкой шиной от генератора УВ-1 на крышку РК и далее к верхней токопроводящей части 2 устройства, которое соединялось с нижней токопроводящей платформой 1 с помощью трех диэлектрических стоек 4. Величина и равномерность значения L по всей площади разряда регулировались с помощью трех микрометрических винтов 3. Для оценки результатов травления пленки SiO₂ толщиной 0.5 μm на пластине кремния марки КЭФ 2.5 использовали интерферометр МИИ-4, а также таблицу цветности пленки в отраженном свете. В работе применяли электроды двух видов, которые поочередно

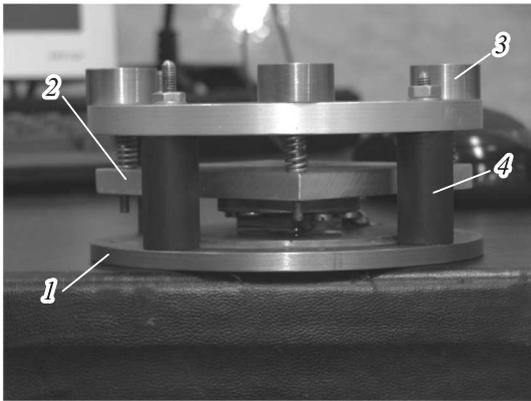


Рис. 1. Разрядное устройство. 1 — заземленный электрод, 2 — подвижная платформа, 3 — микрометрические винты, 4 — изоляторы.

закреплялись на части 2 устройства. Первый электрод представлял собой цилиндр с диаметром 6 мм с плоским торцом, который размещался параллельно поверхности платформы 1 и был изготовлен из нержавеющей стали. Вторым электродом был изготовлен из никелевой фольги, закрепленной с помощью специальной оправки таким образом, что размеры площади его проекции на поверхность платформы 1 составляли 0.1×30 мм. Контроль концентрации атомов фтора в плазме проводился с помощью актинометрической спектроскопии [10]. В работе использовался спектральный вычислительный комплекс КСВУ-23М с фотоумножителем ФЭУ-100. Актинметрической добавкой к фторсодержащим газам служил Ag, содержание которого в объеме смеси составляло $3 \pm 0.05\%$. Контролировались интенсивности линий атомов F(703.7 nm) и Ag(750.3 nm), отношение коэффициентов возбуждения которых электронным ударом составляет ~ 0.8 [11]. Другие условия проведения экспериментов аналогичны тем, что были в работе [5].

Характеристики и свойства ЛГР

Для определения выделяемой в ЛГР мощности и оценки точности ее измерения с помощью приборов УВ-1 был проведен следующий эксперимент. Под цилиндрическим электродом диаметром 6 мм, размещался датчик, изготовленный из алюминия массой 1677 мг и диаметром 20 мм, к которому подключалась хромель-копелевая термopара. Величина L при этом составляло 280 μm . Количество теплоты, выделяемое в датчик, рассчитывалось по формуле

$$Q = C_a \frac{m\Delta T}{\mu_g},$$

где m — масса датчика, $\mu_g = 27 \cdot 10^{-3}$ kg/mol, $C_a = 24$ J/K · mol — молярная теплоемкость алюминия, ΔT — изменение температуры датчика за время Δt .

Предполагалось, что все выделяемое в разряде тепло поглощается датчиком и противостоящим ему электродом, поскольку расстояние между ними много меньше их диаметров. При малых временах горения разряда температура датчика росла линейно (рис. 2), что позволило пренебречь влиянием отвода тепла от него на результаты измерений величины Q . В этом случае, предполагая равенство количеств теплоты, поступающей в датчик и электрод, выделяемая в разряде мощность принималась равной $2Q/\Delta t$. Приведенные на рис. 2 графики позволяют заключить, что соответствующие прямым 1, 2, 3 значения $P_{\text{г}}$ составляют 24, 20 и 32 W. Эти значения отличались от показаний прибора УВ-1 не более, чем на 10%. Поэтому во всех последующих экспериментах мощность, поглощаемая нагрузкой, определялась с помощью приборов УВ-1. Учитывая, что объем разрядного промежутка при получении представленных на рис. 2 зависимостей составлял ~ 7.6 мм³, максимальное значение плотности выделяемой в разряде мощности (w) было 4.0 kW/cm³ (3 на рис. 2). Для сравнения в традиционных системах плазмохимического травления w обычно составляет $0.1-1.0$ W/cm³. Учитывая это обстоятельство, а также то, что размеры контактирующей с ЛГР поверхности ограничены, ток через разряд должен иметь минимально возможное значение во избежание перегрева электродов и перехода разряда в дуговую форму. Одной из возможностей уменьшения поступающей в ЛГР мощности может быть использование существенного различия напряжений зажигания (U_D) и тушения (U_R) разряда. Графики, иллюстрирующие зависимости этих напряжений от L и P показаны на рис. 3. Из рисунка видно, что при использованных в работе значениях L и P разница напряжений U_D и U_R ЛГР может достигать 100 V. Как видно из рисунка, с уменьшением L значения U_D и U_R не стремятся к нулю, что связано с наличием пороговой энергии ионизации молекул (U_P) и многоступенчатостью процесса образования электронной лавины. Исследования показали, что величина U_D существенно зависит рода газа. Минимальное значение U_D наблюдалось в ЛГР Ag и оно было примерно в 2 раза меньше, чем для SF₆. При этом значение U_P для SF₆ даже чуть ниже,

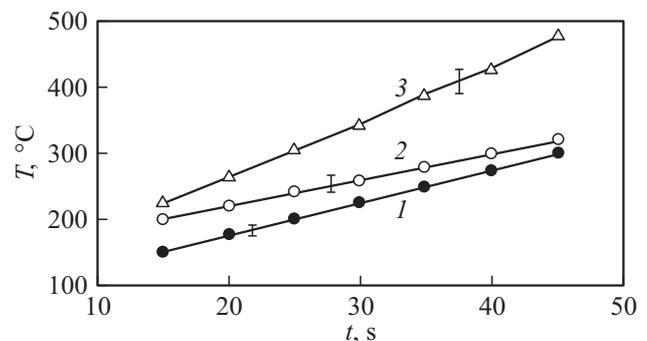


Рис. 2. Динамика изменения температуры датчика. Газ — SF₆, $L = 100$ μm ; $U = 200$ V. 1 — $P = 7100$ Pa, $I = 0.16$ A; 2 — $P = 7100$ Pa, $I = 0.12$ A; 3 — $P = 13600$ Pa, $I = 0.13$ A.

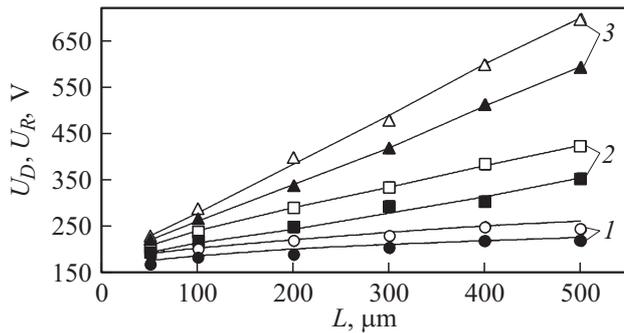


Рис. 3. Зависимость напряжения пробоя (светлые точки) и тушения (черные точки) от L . Газ — SF_6 , электрод $\varnothing 6$ mm; $P = 10^4$ (1), $2 \cdot 10^4$ (2), $3 \cdot 10^4$ Pa (3).

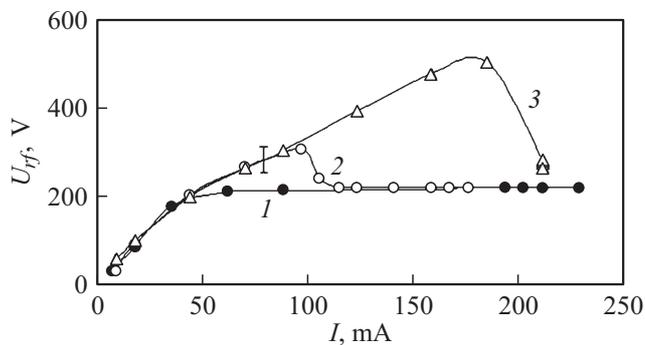


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики ЛГР в воздухе. Электрод диаметром 6 mm; $L = 300 \mu\text{m}$, $P = 10^4$ (1), $2 \cdot 10^4$ (2), $3 \cdot 10^4$ Pa (3).

чем для Ar (соответственно 15.32 и 15.759 eV) [12,13]. Большое значение U_p для SF_6 можно объяснить высокой электроотрицательностью молекул, которые, захватывая свободные электроны, препятствуют образованию электронной лавины. В условиях проводимых нами экспериментов минимальное значение U_D в ЛГР Ar составляло около 100 В при $L = 50 \mu\text{m}$, что соответствует примерно $6U_p$. Поскольку объем ЛГР с уменьшением межэлектродного расстояния стремится к нулю, а U_D нет, то величина w может достигать при этом огромных значений.

Известно, что вольт-амперная характеристика разряда дает возможность определить форму его горения. В литературе отсутствуют сведения о ВАХ ВЧЕ газового разряда при межэлектродных расстояниях, использованных в настоящей работе. Полученные нами в различных средах ВАХ ЛГР качественно не различались. На начальном участке ВАХ при увеличении U_{rf} наблюдался монотонный рост тока. Этот участок ВАХ соответствует несамостоятельному разряду. При некотором значении U_{rf} происходит пробой и зажигание разряда, что приводит к снижению падающего на ЛГР напряжения и увеличению тока. Это значение U_{rf} соответствует максимуму на кривой 2 (рис. 4). Если площадь электродов достаточно большая, то ток на электродах локализуется в зоне катодного свечения. При этом с ростом полного

тока разряда пропорционально растет его площадь, а значение U_{rf} остается неизменным. Эта часть ВАХ соответствует нормальному тлеющему разряду.

Согласно проведенным исследованиям при $L \sim 100 \mu\text{m}$ и полном заполнении площади электрода, возможен режим горения тлеющего разряда, в котором плотность мощности разряда растет пропорционально плотности тока. При этом напряжение на разряде либо остается неизменным, либо медленно и линейно падает (рис. 5). В [14] показано, что в разряде, контролируемом диффузией, этот участок ВАХ изображается не горизонтальной линией, а слегка спадающей, что связано с нагревом газа. Вероятно, такой режим разряда является переходным от нормального к аномальному. Значительный диапазон плотности тока, в котором он существует, видимо, связан с эффективным отводом тепла в электроды при $L \approx 10\lambda_e$. При увеличении подводимой к ЛГР мощности выше некоторого значения наблюдается переход разряда от нормального тлеющего к аномальному, а затем к дуговому. Аналогичные ВАХ ВЧ емкостного разряда получены в воздухе и CO_2 при средних давлениях ($P = 10^3 - 4 \cdot 10^3$ Pa) и $L = 1$ cm [14]. Значения произведения PL в настоящей работе были примерно такие же, как и в нашем случае, что позволяет сопоставлять результаты этих работ. Полученная нами зависимость U_D от произведения PL для ЛГР, т.е. кривая Пашена, представлена на рис. 6. Область значений $PL = 2 - 10$ Pa m

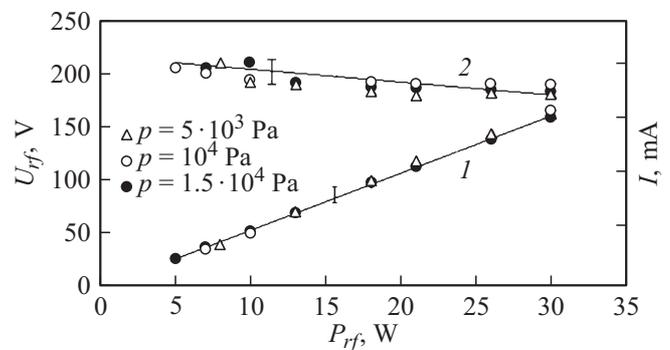


Рис. 5. Зависимость тока (1) и напряжения (2) через разряд от мощности. Газ CF_4 , $L = 100 \mu\text{m}$.

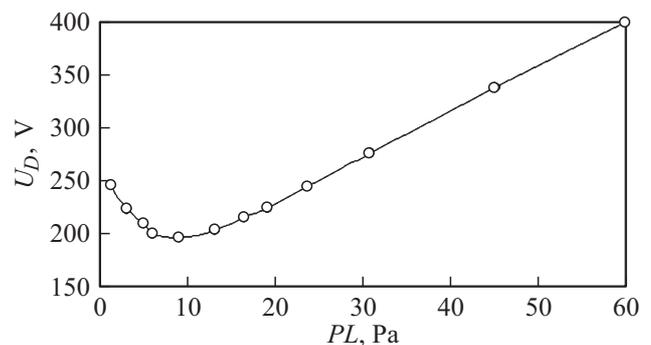


Рис. 6. Кривая Пашена для ЛГР в воздухе.

вблизи минимума на этой кривой соответствует режиму горения нормального тлеющего разряда, который формируется равномерно и наиболее устойчиво под электродами с различной геометрией. Этой области значений PL на кривой Пашена соответствует ВАХ, которая представлена кривой 2 на рис. 4 и на которой хорошо виден переход к нормальному тлеющему разряду. Низкая плотность тока в нем исключает перегрев электродов и переход разряда в дугу в результате контракции. При увеличении P и постоянном L возможен переход разряда в дуговую форму, что наблюдалось, например, для давления, соответствующего кривой 3 (рис. 4) при токах, больших 220 мА. В случае малых значений PL переход от несамостоятельного разряда к самостоятельному тлеющему разряду может быть не четко выраженным на ВАХ (кривая 1, рис. 4). Аналогичное влияние на ход ВАХ оказывает изменение межэлектродного расстояния при фиксированном P . На рис. 4 видно, что рост PL приводит к увеличению U_D и диапазона значений тока, в котором существует несамостоятельный разряд. Установлено, что после зажигания стационарного разряда напряжение падает до некоторого постоянного значения, которое практически не зависит от давления.

Интересным и важным является вопрос о распределении концентрации заряженных частиц в межэлектродном пространстве при $L = 10\text{--}100\ \mu\text{m}$. Анализ литературных данных позволил сделать вывод, что α -форма тлеющего разряда, которая обычно наблюдается в традиционных системах плазменного травления, при используемых нами давлениях и расстояниях существовать не может в силу того, что толщина катодного слоя (d_{CS}) α -разряда при давлении порядка 10^4 Па должна составлять около одного миллиметра. Поэтому, вероятно, ЛГР горит в переходном режиме от γ -формы тлеющего разряда к разряду переменного тока. Величина d_{CS} в γ -разряде при давлении 10^4 Па составляет величину $\sim 100\ \mu\text{m}$ [14]. Таким образом, возможность уменьшения межэлектродного расстояния ограничена не только техническими трудностями, но и физическими свойствами самого разряда, а именно L не может быть меньше d_{CS} .

При фиксированном P и уменьшении L до некоторого значения разряд зажигается не под выступающими элементами электрода, а, напротив, под утопленными. В случае одиночного выступающего элемента разряд зажигается по его периметру, как показано на рис. 7. Длина разряда устанавливается минимальной и достаточной для образования электронной лавины. Это расстояние можно назвать критическим (L_{cr}). Для нахождения зависимости L_{cr} от P был проведен ряд экспериментов по травлению пленки SiO_2 на Si в плазме SF_6 при $L = 15\ \mu\text{m}$, что обеспечивало соблюдение условия $L < L_{cr}$. В этом эксперименте использовался никелевый электрод с размерами $0.1 \times 30\ \text{mm}$. Разряд загорался между углами электрода и поверхностью образца, в результате чего наблюдалось травление двух

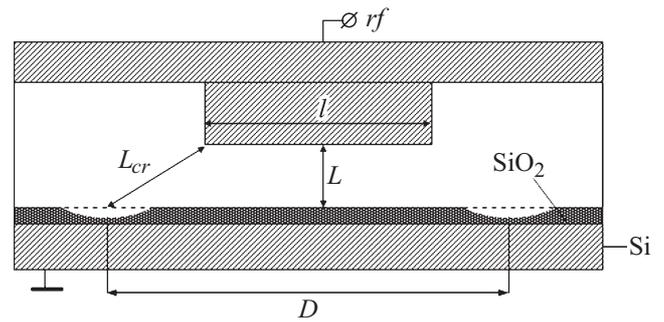


Рис. 7. Иллюстрация горения ЛГР по периметру электрода при $L < L_{cr}$.

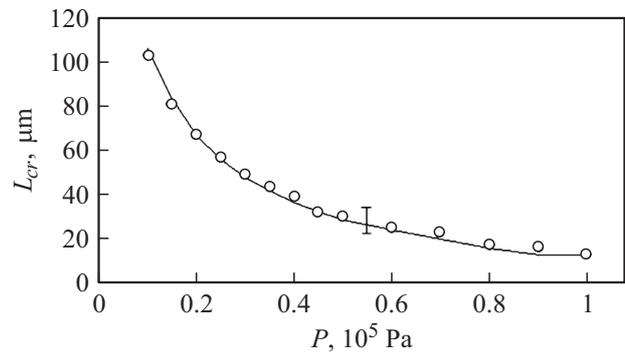


Рис. 8. Зависимость L_{cr} от давления. Электрод шириной $100\ \mu\text{m}$, газ SF_6 .

параллельных дорожек в окисле. С помощью интерферометра МИИ-4 определялось расстояние между центрами дорожек (D) и L_{cr} рассчитывалось по формуле

$$L_{cr} = \left[L^2 + \left(\frac{D-l}{2} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

На рис. 8 представлена зависимость L_{cr} от давления SF_6 . Видно, что L_{cr} уменьшается при увеличении давления. Таким образом, для локализации разряда непосредственно под выступающей частью электрода давление следует увеличивать, но лишь до тех пор, пока L не сравняется с L_{cr} . Установлено, что L_{cr} не зависит существенно от плотности тока, идущего через разряд, что объясняется постоянством падающего на нем напряжения.

Если после зажигания γ -разряда в промежутке между большими плоскими электродами повышать ток, то диаметр токового столба увеличивается. Однако наращивать ток и диаметр разрядного столба можно только при условии, что L меньше некоторого L_{max} , которое тем меньше, чем выше давление. Если же $L > L_{max}$, однородность токового столба сохраняется лишь до некоторого предельного тока, которому соответствует определенный предельный диаметр столба, после чего разряд контрактирует. Стабилизации однородного состояния и подавлению контракции способствует вынос

тепла из разряда. Поэтому при достаточно малом L неустойчивости подавляются в результате ухода теплоты в близко расположенные электроды при сколь угодно большом их диаметре.

Форма горения разряда зависит от частоты напряжения, возбуждающего разряд. Переход разряда от γ -формы к разряду переменного тока характеризуется критической частотой, которая определяется по формуле $f_{cr} \approx 330P^2 \text{ Hz}$ [14]. При частотах возбуждающего разряда напряжения (f) больше f_{cr} разряд горит в обычной γ -форме, а в случае $f < f_{cr}$ переходит в разряд переменного тока. Этот разряд характеризуется тем, что плазма горит в импульсном режиме, причем в каждые полпериода катодные слои формируются заново, то у одного, то у другого электрода. Если f не меняется, а f_{cr} увеличивается, разряд из γ -формы переходит в разряд переменного тока. При неизменном межэлектродном расстоянии повышение давления приводит к росту напряжения зажигания разряда, что нежелательно по ряду причин, главная из которых — переход тлеющего разряда в дугу в результате контракции. При фиксированных P и f уменьшение межэлектродного расстояния также приводит к переходу от γ -формы разряда к разряду переменного тока и уменьшению времени горения в каждом полупериоде.

Высокая плотность мощности в ЛГР обуславливает высокую степень диссоциации плазмообразующего газа. Согласно проведенным исследованиям эмиссионного спектра излучения горящего в SF_6 ЛГР, концентрация атомарного $F(n_F)$ в нем достигает 10% от концентрации молекул исходного газа. При этом величина n_F в ЛГР, полученном в замкнутом объеме РК, оставалась неизменной в течение десятков минут, как при отсутствии обрабатываемого материала, так и его наличии. Для сравнения следует отметить, что в традиционной системе РИПТ в отсутствие прокачки РК свежим газом n_F спадает экспоненциально с характерным временем порядка 10 с. Это происходит независимо от наличия в РК обрабатываемого материала и обусловлено осаждением продуктов диссоциации молекул газа на поверхностях РК [15].

Заключение

Проведены комплексные исследования объемного ВЧ емкостного газового разряда при межэлектродных расстояниях $L = 15\text{--}200 \mu\text{m}$. Установлено, что при указанных значениях L и частоте возбуждающего напряжения 13.56 МГц объемный разряд тлеющего типа может существовать при значениях $PL = 2 \cdot 10 \text{ Pa m}$ и плотности тока, соответствующей напряжению пробоя. Этот разряд формируется равномерно и наиболее устойчиво под электродом любой геометрии. Низкая плотность тока в нем исключает перегрев газа и переход разряда в дугу в результате контракции. Установлено, что ЛГР может существовать, как ВЧ-разряд в γ -форме или как

разряд переменного тока. Форма существования разряда зависит, главным образом, от соотношений частоты ВЧ-напряжения, давления газа и межэлектродного расстояния.

При фиксированных P и L , меньших некоторого „критического“ значения L_{cr} , электронная лавина образуется не под выступающими элементами электрода, а, напротив, под утопленными. Найдена зависимость L_{cr} от давления плазмообразующего газа.

Поскольку суммарный объем ЛГР на много порядков меньше объема газа в РК, то концентрация ХАЧ в них, например, фтора в SF_6 и CF_4 , может оставаться постоянной в течение десятков минут и даже часов. Это обстоятельство позволяет с помощью ЛГР проводить травление материалов в отличие от традиционных систем в замкнутом объеме без непрерывной прокачки РК газом.

Список литературы

- [1] Врублевский Э.М., Трубин И.С., Холопов А.В. // Микроэлектроника. 1994. Т. 23. Вып. 4. С. 80.
- [2] Абрамов А.В., Дикарев Ю.И., Суровцев И.С. Патент РФ № 2091904. 1997.
- [3] Абрамов А.В., Абрамова Е.А., Суровцев И.С. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 3. С. 45–48.
- [4] Абрамов А.В., Абрамова Е.А., Суровцев И.С. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 70–74.
- [5] Абрамов А.В., Абрамова Е.А., Суровцев И.С. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 10. С. 34–38.
- [6] Абрамов А.В., Панкратова Е.А., Суровцев И.С. // Вестник Воронежского гос. техн. ун-та. 2011. Т. 7. № 11.3. С. 13–17.
- [7] Klages C.-P., Hinze A., Lachmann K., Berger C., Borris J., Eicher M., Hausen M., Zanker A., Thomas M. // Plasma Process. Polym. 2007. Vol 4. P. 208–218.
- [8] Davide Mariotti, Sankaran R Mohan // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. P. 323 001.
- [9] Лазарев А.П., Даринский Б.М., Абрамов А.В., Тучин А.В. // Вестник Воронежского гос. техн. ун-та. 2011. Т. 7. № 11.1. С. 55–58.
- [10] Виноградов Г.К., Словецкий Д.И., Федосеева Т.В. // ТВТ. 1984. Т. 22. № 2. С. 225–232.
- [11] Васильев Г.В., Врублевский Э.М., Куреев В.Ю. // Химия высоких энергий. 1991. Т. 25. № 1. С. 81–84.
- [12] Mallard G., Linstrom P.J. // NIST Standard Reference Database. 2000. Vol. 69. Электронный ресурс. Режим доступа: <http://www.webbook.nist.gov>.
- [13] Завилопуло А.Н., Снегурский А.В. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 21. С. 68–74.
- [14] Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высоочастотный емкостной разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения. М.: Изд-во Моск. физ.-техн. ин-та; Наука, Физматлит, 1995. 310 с.
- [15] Абрамов А.В., Абрамова Е.А., Дикарев Ю.И., Суровцев И.С. // ЖПС. 2004. Т. 71. Вып. 5. С. 655–661.