

Однородность и устойчивость объемных электрических разрядов в смесях газов на основе SF₆

Ю.И.Бычков, С.Л.Горчаков, А.Г.Ястремский

Экспериментально исследованы электрические характеристики объемного разряда и переход разряда из стадии объемного горения в канальную стадию. Показано, что в стадии формирования разряда возникают катодные пятна полусферической формы. Над ними образуются плазменные факелы, сложение которых создает объемный столб плазмы разряда. Однородность разряда повышается с увеличением плотности катодных пятен. Искажение формы катодных пятен является началом развития плазменных каналов. Выполнено также компьютерное моделирование развития плазменного канала. Приводится обсуждение результатов расчета и сравнение их с данными эксперимента.

Ключевые слова: HF-лазер, катодное пятно, объемный разряд.

Введение

Объемный электрический разряд в смесях газов, содержащих SF₆, широко используется для накачки нецепных химических HF-лазеров. В последние годы достигнута высокая эффективность лазеров (свыше 3%) и большой энергосъем (6–8 Дж/л) [1–3]. В [4] показана возможность создания лазеров с большой апертурой.

Дальнейшее повышение энергетических характеристик HF-лазеров может быть достигнуто при совершенствовании способов накачки и оптимизации условий возбуждения. Задача оптимизации накачки состоит в получении необходимых электрических характеристик плазмы разряда при сохранении ее пространственной однородности за время длительности импульса накачки. Неустойчивость разряда вызывает нарушение его однород-

ности и в конечном итоге приводит к переходу разряда из стадии объемного горения в канальную стадию (контрагированный разряд). Физические процессы, ведущие к неустойчивости разряда, остаются недостаточно изученными. Задача усложняется тем, что в разных газах и смесях газов имеют место различные физические процессы, вызывающие неустойчивость разряда.

Смесь газов HF-лазеров состоит из SF₆ и добавок доноров водорода (H₂, C₂H₆ или других углеводородов), поэтому интерес представляет изучение свойств разряда как в лазерной смеси, так и в чистом SF₆. Свойства однородного разряда подробно описаны в [5, 6]. В настоящей работе экспериментально исследованы электрические характеристики плазмы контрагированного разряда, сам процесс контракции разряда и развитие одиночного плазменного факела. Выполнено также моделирование формирования плазменного канала.

1. Результаты экспериментов и их обсуждение

В экспериментах использована схема с фотоиницированием разряда, приведенная в [5, 6]. Диагностика разряда включала регистрацию разрядного тока и напряжения на плазменном канале, а также фотографирование интегрального свечения разряда и поверхности катода.

1.1. Развитие каналов с высокой проводимостью из катодных пятен

Переход разряда от объемной стадии к канальной исследовался в смеси Ne-SF₆-C₆H₁₄. Площадь разряда $S = 10 \text{ см}^2$, расстояние между электродами $d = 3.8 \text{ см}$.

В смеси состава Ne:SF₆:C₆H₁₄ = 45:3:11 Тор развитие незавершенных анодоуправленных каналов с высокой проводимостью (плазменных каналов) начиналось при плотности тока $\sim 600 \text{ А/см}^2$ (рис. 1, а). В межэлектродном пространстве сохранялась хорошая однородность плазмы разряда. Увеличение плотности тока до 700 А/см^2 (рис. 1, б) ведет к дальнейшему продвижению незавершенных анодоуправленных каналов, появлению анодных пятен, а также незавершенных катодоуправленных кана-

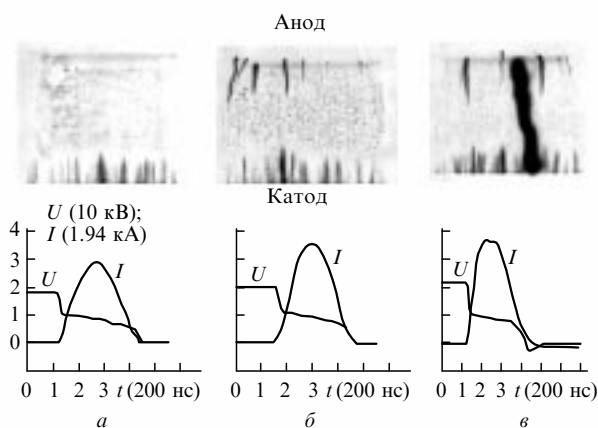


Рис. 1. Фотографии интегрального свечения разряда и соответствующие им осциллограммы импульсов тока и напряжения для смеси состава Ne:SF₆:C₆H₁₄ = 45:3:11 Тор при зарядном напряжении $U_0 = 18$ (а), 20 (б) и 22 кВ (в). Здесь и на рис. 2–4 фотографии свечения разряда даны в негативном изображении.

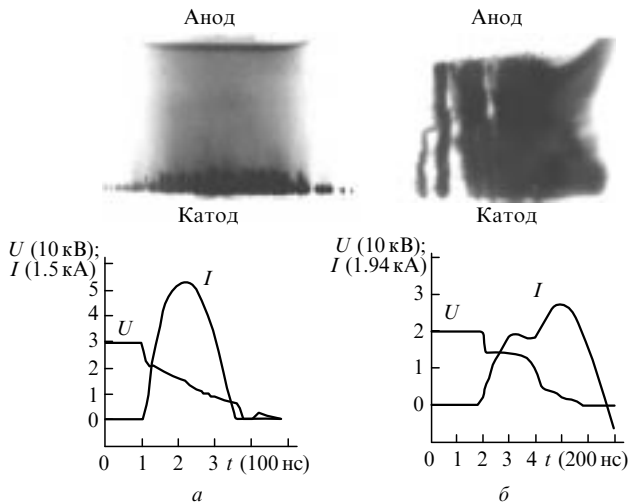


Рис.2. Фотографии интегрального свечения разряда и соответствующие им осциллограммы импульсов тока и напряжения для смеси состава $\text{Ne}:\text{SF}_6:\text{C}_6\text{H}_{14} = 45:11:11$ Тор при $U_0 = 30$ (а) и 20 кВ (б), $C = 23$ (а) и 92 нФ (б).

лов. При плотности тока более $750 \text{ A}/\text{cm}^2$ (рис.1,б) происходит слияние анодо- и катодонаправленных каналов. Момент перекрытия разрядного промежутка плазменным каналом (рис.1,б) проявляется в виде резкого спада напряжения в конце импульса, обусловленного ростом проводимости канала.

На рис.2 показаны фотографии интегрального свечения разряда, а также осциллограммы импульсов тока I и напряжения на плазме U для смеси состава $\text{Ne}:\text{SF}_6:\text{C}_6\text{H}_{14} = 45:11:11$ Тор при увеличенном парциальном давлении SF_6 . При использовании разрядного конденсатора емкостью $C = 23$ нФ и зарядном напряжении $U_0 = 30$ кВ (рис.2,а) плотность тока составила $700 \text{ A}/\text{cm}^2$, напряжение на плазменном канале в максимуме тока – 15 кВ, а длительность импульса по основанию – 250 нс. Наблюдается большая плотность катодных пятен, из которых начинается формирование незавершенных каналов, а столб разряда имеет высокую степень однородности.

В согласованном режиме накачки реализован удельный энерговыход $\sim 0.6 \text{ Дж}/\text{cm}^3$, являющийся максимальным для данной смеси в стадии однородного горения. Увеличить длительность импульса при сохранении однородности было возможно только путем уменьшения плотности тока.

При увеличении емкости конденсатора до 92 нФ в плазме разряда возникает большое число плазменных каналов (рис.2,б), имеющих сравнительно большой диаметр (~ 1 см). Временное разграничение объемной и канальной стадий горения разряда хорошо видно на осциллограммах импульсов тока разряда и напряжения на плазменном канале. Объемная стадия длится 400 нс, в течение которых на плазме сохраняется напряжение $U = 15$ кВ, после этого U резко снижается до 5 кВ, а затем плавно спадает. Разряд переходит в многоканальную стадию горения, что нетипично для электрических разрядов в других газовых смесях. Зависимость тока разряда от времени имеет характерную форму с двумя максимумами, соответствующими объемной и канальной стадиям горения разряда.

Из представленных результатов становится ясной последовательность происходящих событий: возникновение катодных пятен в начальной стадии разряда, разви-

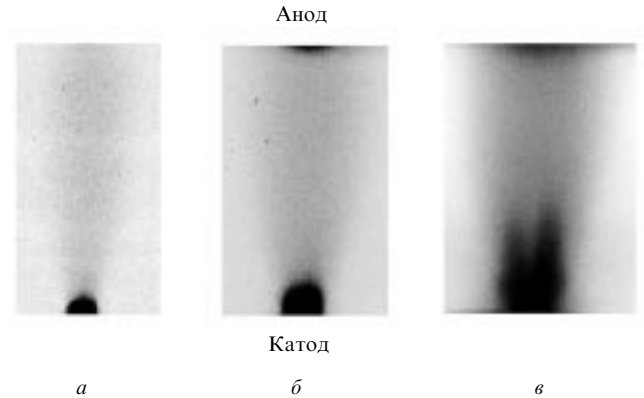


Рис.3. Фотографии интегрального свечения одиночного плазменного факела при токах разряда $I = 300$ (а), 1000 (б) и 1500 А (в) и энерговыкладах $E_{\text{in}} = 0.2$ (а), 0.4 (б) и 1 Дж (в).

тие незавершенных анодонаправленных каналов, формирование незавершенных катодонаправленных каналов, слияние встречных каналов и рост проводимости в них.

1.2. Исследование одиночных плазменных факелов

Исследование одиночных катодных пятен и плазменных факелов проводилось в газе SF_6 при давлении 45 Тор. Для создания одиночного катодного пятна поверхность катода закрывалась диэлектриком с отверстием диаметром 0.04 см. Межэлектродный зазор составлял 2.6 см.

Разряд, развивающийся в таких условиях, показан на рис.3. Видно, что возникшее катодное пятно имеет форму полусферы (рис.3,а), сохраняющуюся также при увеличенном токе 1 кА (рис.3,б). Диаметр полусферы на порядок превышает диаметр отверстия в диэлектрике. Наблюдается четкая граница между полусферой и плазмой факела. При увеличении тока в четыре раза диаметр полусферы увеличился в полтора раза. Увеличение емкости питающего конденсатора в два раза (рис.3,в) при токе 1.5 кА привело к нарушению полусферической формы и началу развития незавершенного анодонаправленного плазменного канала.

На рис.4 представлен разряд, состоящий из трех плазменных факелов, образовавшихся из трех катодных пятен, расположенных на расстоянии 1.5 см друг от друга. Емкости конденсаторов равнялись 2.26 нФ (рис.4,а) и 4.52 нФ (рис.4,б, в), остальные условия были те же, что и для рис.3.

На рис.4,а через каждое катодное пятно протекает ток 300 А, наблюдается четкая граница между катодным пятном и плазмой разряда. Увеличение тока (рис.4,б) вызывает развитие незавершенных анодонаправленных каналов, на аноде возникает множество тонких незавершенных каналов,двигающихся в сторону катода. При даль-

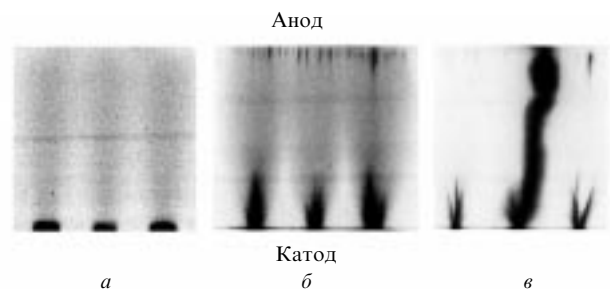


Рис.4. Фотографии интегрального свечения разряда, состоящего из трех плазменных факелов, при токах разряда $I = 1000$ (а), 1500 (б) и 2000 А (в) и энерговыкладах $E_{\text{in}} = 0.4$ (а) и 2 Дж (б, в).

нейшем увеличении тока через один канал до ~ 700 А (рис.4,в) возникают один или два плазменных канала, замыкающих электроды.

Из сравнения результатов представленных на рис.3 и 4 следует, что расположенные рядом катодные пятна влияют друг на друга. Развитие каналов начинается при существенно меньшем токе, протекающем через одно пятно. Действительно, в случае одиночного катодного пятна развитие канала происходит при $I = 1.5$ кА (рис.3, в), а в случае трех катодных пятен каналы развиваются уже при токе через один канал, равном 500 А (рис.4,б). С ростом числа пятен критическая плотность тока уменьшается. Так, в экспериментах был получен разряд в чистом SF₆ с высокой однородностью при плотности пятен 20 см^{-2} . Развитие каналов начиналось при плотности тока $\sim 400 \text{ А/см}^2$, и, следовательно, большая плотность пятен ведет к формированию каналов при сравнительно малом токе (~ 20 А), протекающем через одно пятно.

Таким образом, для улучшения однородности плазмы разряда необходимо повышать плотность катодных пятен. Однако следует учитывать, что одновременно с этим автоматически уменьшается ток через одно пятно, при котором наступает «прорастание» канала. Следует отметить, что формирование плазменного канала из катодного пятна происходит при некоторых критических напряженности электрического поля и плотности тока на границе раздела между пятном и факелом. Экспериментальные результаты позволяют утверждать, что плотность тока и напряженность электрического поля на вершине катодного пятна увеличиваются с ростом тока разряда существенно быстрее при большой плотности пятен.

2. Моделирование «прорастания» плазменного канала

2.1. Описание модели

Для численного моделирования процесса контракции была разработана самосогласованная модель разряда, включающая уравнение Больцмана для определения электронной кинетики, систему уравнений баланса, описывающих изменение во времени концентраций активных частиц плазмы, уравнение температуры активной среды и систему уравнений внешней электрической цепи.

Моделирование проводилось для смеси состава Ne:SF₆:C₆H₁₄ = 45:11:11 Тор. При описании процессов с участием молекулы гексана использовалась база данных по сечениям элементарных процессов для молекулы этана. Сечение ионизации этана модифицировалось согласно работе [7]. Модель кинетики содержит уравнения, описывающие изменение во времени концентраций электронов, атомов неона в основном и возбужденных состояниях, молекул SF₆ в электронно-возбужденных состояниях, колебательно-возбужденных молекул SF₆ ($v = 0, 1$), молекул углеводорода, а также атомарных и молекулярных ионов (Ne⁺, C₆H₁₄⁺, F⁻, F₂⁻, SF₄⁻, SF₅⁻, SF₆⁻, SF₆⁺, SF₅⁺). Кроме того, в модели учитывается изменение во времени концентраций нейтральных атомов и молекул: SF₅, SF₄, F, F₂, HF, C₂H₄, H₂, H и др. Основные процессы кинетики, значения констант и сечений взяты из [1, 8].

В отличие от других моделей, разработанная модель учитывает процессы ступенчатой ионизации молекул SF₆ и SF₅. Поскольку данные о сечениях ступенчатой ионизации

молекул SF₆ и SF₅ в литературе отсутствуют, для оценки использовалось модифицированное сечение ступенчатой ионизации Хе, которая имеет порог 6 эВ. Это сечение достигает максимального значения $\sim 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ при энергии ~ 10 эВ.

Одной из важных особенностей разряда в SF₆ является быстрый рост концентрации электронов и ионов в начальный момент времени. Поэтому для обеспечения необходимой точности расчетов в модели использовалось нестационарное уравнение Больцмана, которое решалось методом взвешенных невязок [9]. Система уравнений баланса и уравнений электрической цепи решалась методом Гира.

Моделирование процесса контракции разряда осуществлялось путем уменьшения площади горения разряда от 10 до 1 см² за 20 нс в момент достижения максимума тока. Принималось, что все каналы, наблюдаемые экспериментально, замещаются одним каналом с заданной площадью горения. Канал в модели считался однородным по длине межэлектродного промежутка. Расчет роста проводимости канала проводился самосогласованно.

2.2. Результаты моделирования

Результаты моделирования временных зависимостей $U(t)$ и $I(t)$ при формировании канала представлены на рис.5. Расчетные зависимости качественно хорошо согласуются с экспериментальными: правильно отражают наличие двух максимумов разрядного тока, быстрый спад напряжения в стадии формирования разряда и при переходе к каналной стадии горения разряда.

На рис.6,а представлены расчетные зависимости временного поведения концентраций электронов n_e , а также положительных и отрицательных ионов SF₆⁺ и SF₅⁻. В начальной стадии разряда наблюдается быстрый рост концентраций заряженных частиц. Концентрации растут экспоненциально с характерным временем нарастания менее 10^{-9} с и за 15 нс увеличиваются на пять порядков. В интервале времени 15–50 нс происходит замедление скорости роста концентрации электронов. Причину ее замедления поясняет рис.6,б, из которого видно, что в указанном интервале времени происходит быстрый рост концентрации молекул SF₆(1) и, следовательно, частота прилипания увеличивается.

В разряде за 400 нс устанавливается состояние, при котором происходит плавное снижение напряжения на плазменном канале (рис.5). Рождение заряженных час-

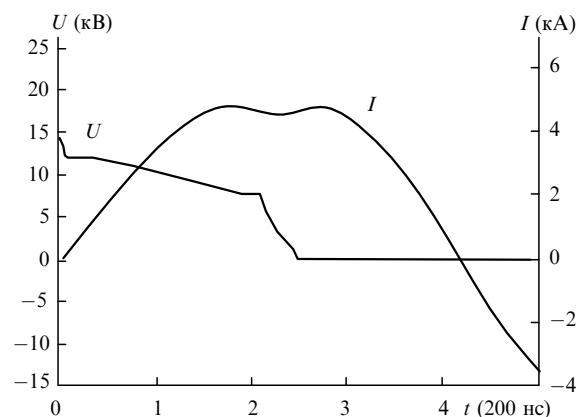


Рис.5. Расчетные зависимости временного поведения тока разряда I и напряжения U для смеси состава Ne:SF₆:C₆H₁₄ = 45:11:11 Тор при $U_0 = 20$ кВ, $C = 92$ нФ, $S = 10 \text{ см}^2$, $d = 3.7$ см.

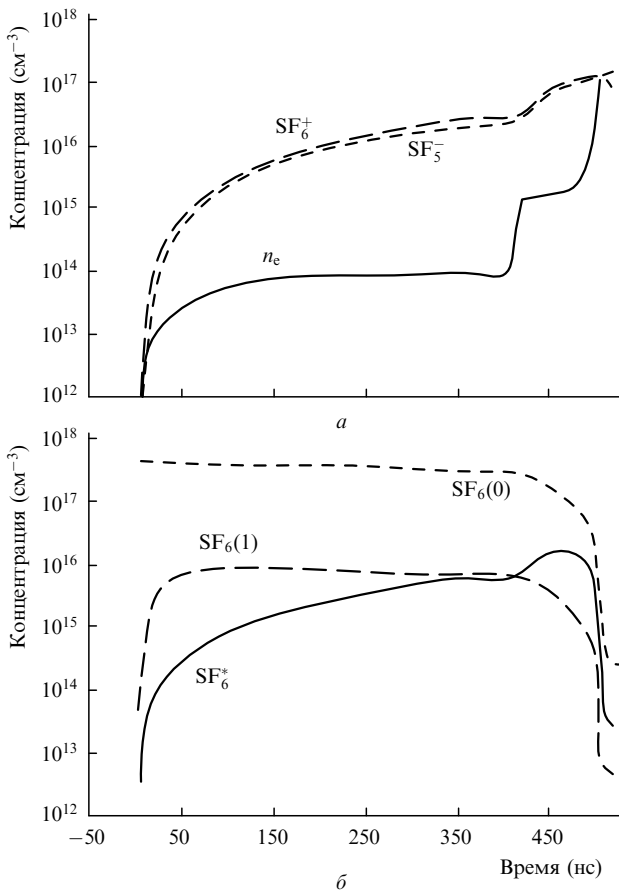


Рис.6. Расчетные временные зависимости концентраций электронов и основных ионов SF_6^+ и SF_5^- (а), а также концентраций молекул SF_6 в основном и возбужденных состояниях (б) для смеси $Ne:SF_6:C_6H_{14}=45:11:11$ Тор при $U_0 = 20$ кВ, $C = 92$ нФ, $S = 10$ см², $d = 3.7$ см.

тиц, обусловленное ступенчатой ионизацией, слабо зависящей от U , вызывает быстрый рост концентрации молекул SF_6^* . Концентрации молекул $SF_6(0,1)$ уменьшаются из-за их конверсии в молекулы SF_5^- в результате диссоциативного прилипания. В максимуме тока концентрации ионов оказываются на два порядка больше, чем концентрация электронов (рис.6,а). По своему зарядовому составу плазма становится ионной. Однако электрический ток остается в основном электронным, поскольку различие в скоростях дрейфа электронов и ионов составляет три порядка.

К началу сжатия площади разряда ($t = 400$ нс) плотность тока и концентрация электронов в плазме достигают 500 А/см² и 10^{14} см⁻³ соответственно. Уменьшение площади вызвало рост сопротивления плазмы, и при неизменном токе (быстрому изменению тока противодействует индуктивность) повысилось напряжение на плазменном канале. Небольшого повышения U было достаточно, чтобы концентрация электронов и плотность тока в канале увеличились на порядок. Расчеты показывают, что увеличение тока в канале обусловлено ступенчатой ионизацией молекул SF_6 . Поскольку значительного выгорания молекул $SF_6(0,1)$ не произошло (рис.6,б), после скачка концентрации электронов скорость ее роста снова замедляется при достижении $n_e \sim 10^{15}$ см⁻³ ($t = 420$ нс). Начальное напряжение на плазменном канале в режиме горения осталось большим: $U(t = 420 \text{ нс}) = 8$ кВ. Это и обусловило возобновление роста концентрации электронов и уменьшение концентраций молекул $SF_6(0,1)$ на три

порядка. В интервале времени $420 - 500$ нс происходит рост концентрации электронов, увеличивается проводимость канала и уменьшается напряжение на нем. При концентрации $n_e \geq 10^{17}$ см⁻³ в плазме происходят процессы установления термодинамического равновесия, которые в приведенной модели не учитываются.

Результаты расчета позволяют выделить ряд фактов, представляющих интерес при анализе процессов формирования канала в реальном разряде:

1. Рост плотности тока в канале в начальной стадии его образования происходит при уменьшении площади горения, неизменном полном токе разряда и небольшом повышении напряжения на плазменном канале.

2. При плотности тока 500 А/см² ($n_e = 10^{14}$ см⁻³) малое увеличение напряженности электрического поля в области формирования канала обуславливает увеличение частоты ионизации и вызывает рост концентрации электронов.

3. Образование канала с высокой проводимостью в завершающей стадии происходит при некоторой критической концентрации электронов ($n_e = 10^{15}$ см⁻³), при которой достигается спад частоты диссоциативного прилипания и лавинообразный рост частоты ступенчатой ионизации.

Разработанная модель формирования разряда не отражает реальной динамики развития плазменного канала из катодного пятна. Модель дает возможность представить качественную картину протекающих физических процессов. Из экспериментов следует, что развитие каналов из катодных пятен происходит при плотности тока объемного разряда $400 - 500$ А/см². На границе между катодным пятном, первоначально имеющим форму полусферы, и плазмой факела напряженность электрического поля и плотность тока превышают средние значения в плазме разряда. При достижении критической плотности тока нарушается полусферическая форма катодного пятна, происходит зарождение канала, на вершине которого напряженность электрического поля и плотность тока еще больше увеличиваются. В областях плазмы факела над развивающимся каналом должны происходить такие же процессы, как и в представленной модели. Результатом этого является развитие и продвижение канала от катода к аноду.

Заключение

Приведем основные результаты настоящей работы:

1. Катодные пятна полусферической формы с характерным размером порядка 0.1 см возникают в начальной стадии формирования разряда. В стадии однородного разряда при плотности тока до $400 - 500$ А/см² катодные пятна сохраняют свою полусферическую форму.

2. Искажение полусферической формы катодного пятна является началом развития плазменного канала. В случае одиночных катодных пятен формирование канала начинается при полном токе через одно пятно более 1000 А. В объемном разряде с большой плотностью катодных пятен (~ 20 см⁻²) нарушение их полусферической формы происходит при существенно меньшем токе, протекающем через одно пятно (~ 20 А). Увеличение плотности катодных пятен улучшает однородность разряда, но снижает ток через пятно, при котором нарушается его полусферическая форма и начинается формирование канала.

3. Развитие незавершенного анодонаправленного канала инициирует возникновение незавершенных каналов на аноде. Слияние встречноразвивающихся каналов создает плазменный канал, соединяющий электроды.

4. Расчеты показывают, что при развитии анодонаправленного канала на его вершине малое повышение напряженности электрического поля вызывает резкий рост плотности тока, обусловленный ступенчатой ионизацией. Область с повышенной напряженностью электрического поля перемещается, происходит продвижение канала в сторону анода. На втором этапе встречноразвивающиеся каналы сливаются и образуют плазменный канал, соединяющий электроды. Основными процессами в канале являются ступенчатая ионизация, прилипание и разрушение молекул SF₆(0,1). Данные процессы при спадающем напряжении обеспечивают рост проводимости канала.

1. Richeboeuf L., Pasquies S., Legentil M., Puech V. *J.Phys.D*, **31**, 373 (1998).
2. Tsirikas G.N., Serafetinides A.A., Papayannis A.D. *Appl.Phys.B*, **62**, 357 (1996).

3. Anderson N., Bearpark T., Scott S.J. *Appl.Phys.B*, **63**, 565 (1996).
4. Аполонov В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Г., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **25**, 123 (1998).
5. Vuchkov Yu., Gortchakov S., Lacour B. *Proc.SPIE*, **3403**, 82 (1998).
6. Бычков Ю.И., Горчаков С.Л., Ястремский А.Г. *Изв.вузов.Сер.Физика*, № 8, 43 (1999).
7. Beran J.A., Kevan L. *J.Phys.Chem.*, **73**, 3866 (1969).
8. Ястремский А.Г., Ямпольская С.А. *Изв.вузов.Сер.Физика*, № 8, 63 (1999).
9. Флетчер К. *Численные методы на основе метода Галеркина* (М., Мир, 1988).

Yu.I.Bychkov, S.L.Gorchakov, A.G.Yastremskii. Homogeneity and stability of volume electrical discharges in gas mixtures based on SF₆.

The electric parameters of the volume discharge and the transition of the discharge from the volume combustion to the channel stage are experimentally studied. It is shown that cathode spots of a hemispherical shape appear at the stage of the discharge formation. Over them, plasma plumes are developed which are combined to form a volume column of the discharge plasma. The discharge homogeneity increases with increasing density of the cathode spots. The distortion of the shape of cathode spots initiates the development of plasma channels. The development of the plasma channel is computer simulated. The results of calculations are discussed and compared with experimental data.