

THE PULSED
SPACE DISCHARGE

V. V. OSIPOV

Current views on the physics of a new type of high-powered gas discharge are presented. A detailed consideration of some physical models of discharge formation, interrelations between the discharge parameters at the stage of discharge operation and energy delivery into gas, and the principal mechanisms for constriction of a space discharge are given. The maximum values of achieved discharge parameters are reported, and the difficulties involved in the development of a comprehensive theory for this discharge type are indicated.

Изложены современные представления о физике мощного газового разряда нового типа. Рассматриваются физические модели формирования взаимосвязи параметров на стадии горения и ввода энергии в газ и основные механизмы контракции объемных разрядов. Указываются рекордные характеристики и отмечаются трудности создания полной теории таких разрядов.

© Осипов В.В., 1998

ИМПУЛЬСНЫЙ
ОБЪЕМНЫЙ РАЗРЯД

В. В. ОСИПОВ

Уральский государственный технический университет,
Екатеринбург

ВВЕДЕНИЕ

Процессы, протекающие в газах при наличии электрических полей, давно привлекают внимание исследователей. Уже в середине XVII столетия Герике (O. von Guericke) наблюдал электрические искры с помощью электростатической машины, представлявшей собой большой шар из серы, трущаясь о сукно. В 1777 году Лихтенберг (G.C. Lichtenberg) изучал фигуры, образующиеся на изоляторе, покрытом порошком, под действием электрического поля.

Самостоятельный, что значит самоподдерживающийся, разряд был открыт в 1803 году В.В. Петровым, который обнаружил, что при соприкосновении и последующем разведении двух острых кусков угля (электродов), присоединенных к электрической батарее, между электродами возникает непрерывный разряд. Разряд имеет форму дуги с удивительно ярким свечением, он был назван дуговым разрядом. Его размеры не зависели от площади электродов.

Другой тип самостоятельного разряда, ток которого распределен по поверхности электродов, следовательно, способного возбуждать большие объемы, был открыт в 1844 году М. Фарадеем при проведении опытов в стеклянной трубке с давлением несколько миллиметров ртутного столба, когда к электродам прикладывалось напряжение 1000 В. Из-за характера свечения разряд получил название тлеющего разряда.

Открытия Петрова и Фарадея стали мощным катализатором в развитии науки об электричестве и физики в целом. Среди многих позднее открытых разрядов длительное время тлеющий разряд оставался наиболее мощным разрядом, способным возбуждать большие объемы газа. На рис. 1 показаны структура и характеристики классического тлеющего разряда, который можно возбудить в газе давлением вплоть до 10 мм рт. ст.

В 1965 году Г.А. Месяц исследовал коммутацию перенапряженных газовых промежутков высокого давления с предварительным воздействием на них УФ-излучением внешнего источника. Он обнаружил, что в течение некоторого времени вплоть до образования канала разряд занимает весь промежуток и плотность тока в нем достаточно высока [1]. В дальнейшем эта фаза разряда была выделена в безискровом виде и названа объемным разрядом.

ОСИПОВ В.В. ИМПУЛЬСНЫЙ ОБЪЕМНЫЙ РАЗРЯД

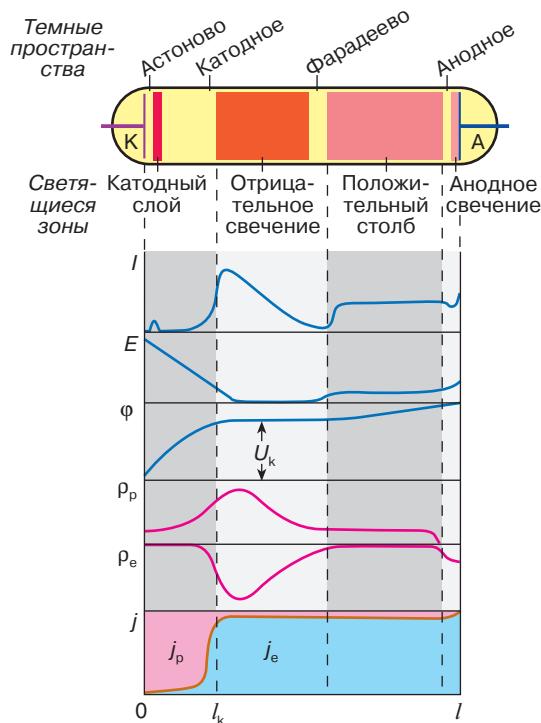


Рис. 1. Структура тлеющего разряда и распределение интенсивности свечения I , напряженности поля E , потенциала ϕ , плотностей зарядов ρ_p и ρ_e и токов положительных ионов j_p и электронов j_e

В многочисленных исследованиях, систематизированных в [1], установлено, что объемный разряд имеет структуру, аналогичную тлеющему разряду (рис. 1), то есть области катодного и анодного падения потенциалов, фарадеево темное пространство и положительный столб. Правда, приэлектродные области в этом случае оказываются сильно сжатыми и в экспериментах, если что-то наблюдается кроме положительного столба, то это фарадеево темное пространство. Возможно, правильнее было бы назвать этот разряд тлеющим разрядом высокого давления, но к моменту установления их родства термин “объемный разряд” стал широко употребляться.

В то же время объемный разряд имеет существенные отличия от классического тлеющего разряда. Перечислим основные из них.

1. Приэлектродные зоны имеют малые размеры, поэтому можно приближенно считать, что положительный столб занимает весь промежуток.

2. Приэлектродные падения потенциалов, как правило, составляют незначительную часть от приложенного к электродам напряжения U . Следовательно, с хорошей точностью можно считать, что напряженность поля $E = U/d$, где d – межэлектродное расстояние.

3. Для возбуждения объемного разряда необходима предварительная ионизация газа.

4. Объемный разряд нестационарен, то есть если его длительность искусственно не ограничивать, то он обязательно контрагируется (сожмется, образуя дуговой канал).

5. Удельная мощность такого разряда зачастую превосходит $1 \text{ МВт}/\text{см}^3$, а средняя может достигать нескольких сот $\text{Вт}/\text{см}^3$, что намного превосходит аналогичные характеристики классического тлеющего разряда.

Высокая интенсивность исследований объемного разряда обусловлена не только уникальными параметрами, но и широким практическим использованием. Именно такими разрядами накачиваются газовые технологические лазеры, лазеры для военных применений и лазеры для медицины и научных исследований. Другими словами, объемный разряд является основой для создания наиболее мощных газовых лазеров. Кроме того, объемный разряд начинает находить все более широкое применение для создания плазмохимических реакторов, а также для инициирования и поддержания различных процессов на поверхности твердых тел.

В статье рассмотрены наиболее важные с практической точки зрения вопросы: условия формирования объемного разряда, ввод энергии в газ (стадия горения), возможные причины его сжатия и превращения в канал (контракции).

ФОРМИРОВАНИЕ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА

Стадией формирования разряда называют время его развития от момента подачи на электроды напряжения до образования катодного падения потенциала, обеспечивающего самоподдерживающееся протекание тока в промежутке. В настоящее время представления о процессах, имеющих место на этой стадии объемного разряда, окончательно не установлены.

Тем не менее существуют физические модели формирования разряда, объясняющие причины его горения в объемной форме. Они сложились на базе многочисленных экспериментальных данных, которые заметно опередили эволюцию в понимании и теоретической трактовке совокупности физических явлений, происходящих на этой стадии [1].

Какие же экспериментальные результаты требуют объяснения? Поясним это с помощью рис. 2, где приведена схема возбуждения (а) и осциллограммы напряжения и тока в промежутке (б). Если на сплошной (1) и сетчатый (2) электроды от заряженного конденсатора C_0 через коммутатор P подать напряжение, то на фронте его нарастания между остриями, соединенными с обкладками конденсаторов C , и электродом 2 будет гореть вспомогательный разряд. УФ-излучение от вспомогательного разряда,

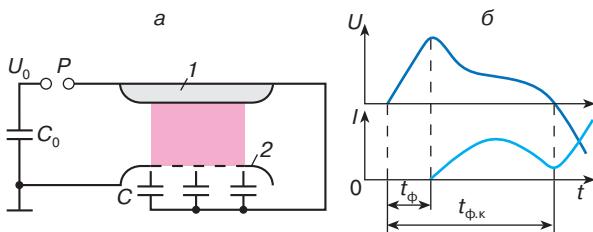


Рис. 2. Типичные электрическая схема возбуждения (а) и осциллограммы напряжения U и тока I (б) самостоятельного объемного разряда. t_ϕ – время формирования разряда, равное длительности фронта нарастания напряжения, $t_{\phi,k}$ – время формирования канала

проникая через сетчатый электрод 2 в основной промежуток 1–2, ионизует частицы газового объема и выбивает электроны из поверхности электрода 1. По мере зарядки конденсатора C током, протекающим через вспомогательный разряд, напряжение на электродах 1 и 2 будет расти. Как только оно достигает пробивного значения, между электродами 1 и 2 возбуждается самостоятельный разряд. Если интенсивность излучения вспомогательного разряда велика, то разряд между основными электродами имеет объемный характер. При малой интенсивности разряд наблюдается в форме канала, а в промежуточном случае после непродолжительной стадии объемного разряда происходит его сжатие в канал и уменьшение напряжения на электродах, как это показано на осциллограмме рис. 2. Здесь, поскольку пробой происходит в нарастающем поле, длительность фронта нарастания напряжения равна времени формирования разряда.

Для объяснения подобных экспериментальных фактов предложена модель формирования объемного разряда. Суть модели можно упрощенно пояснить следующим образом. Электроны, созданные УФ-излучением вспомогательного разряда и равномерно распределенные по всему основному объему, двигаясь в электрическом поле, набирая энергию и ионизуя частицы газа, образуют электронные лавины. Число электронов в лавине будет нарастать по закону

$$N = \exp(\alpha x), \quad (1)$$

где α – коэффициент ударной ионизации, x – пройденный электроном путь. Электроны, обладая существенно большей скоростью, будут находиться в головке лавины, а ионы распределены по всему ее следу. Вследствие этого в лавине происходит разделение зарядов и образуется собственное электрическое поле, которое ослабляет внешнее поле. Когда внешнее и собственное поля сравниваются ($N \sim 10^8$), развитие лавины резко замедляется. В этом случае говорят, что лавина достигла критического размера.

Модель требует, чтобы к моменту достижения в промежутке напряженности поля, достаточной для

ионизационного размножения, в разрядной зоне было столько электронов, чтобы образованные ими лавины своими головками перекрыли весь активный объем. При таком подходе начальная концентрация электронов n_0 должна составлять $\sim 10^4$ – 10^5 см $^{-3}$. В то же время в экспериментах, в которых реализовался объемный разряд, нижняя граница для n_0 больше 10^7 см $^{-3}$.

В дальнейшем с использованием данной модели были получены критерии зажигания объемного разряда, которые определили нижнюю и верхнюю границы напряженности электрического поля E в промежутке. Нижняя граница объясняется необходимостью приложения такого поля, при котором лавины в газовом промежутке достигают критических размеров. Наличие верхней границы обусловлено тем, что с увеличением напряженности поля размер лавины, достигший критического значения, уменьшается, что ведет к необходимости увеличения n_0 для обеспечения условия перекрытия лавин. Область между верхней и нижней границами соответствует условиям зажигания объемного разряда.

Кроме того, такой подход накладывает ограничения на длительность фронта t_ϕ подаваемого импульса напряжения. Для образования плазмы, достаточно однородной во всем объеме, необходимо, чтобы t_ϕ была меньше времени дрейфа электронов на расстояние, равное радиусу головки лавины, достигшей критического размера. В противном случае в прикатодной области образуется слой, обедненный электронами. Оказалось, что это ограничение можно преодолеть, если интенсивно облучать катод на фронте импульса напряжения.

Другая модель также рассматривает развитие разряда в предварительно ионизованной среде между двумя плоскими электродами при подаче на них высоковольтного импульса с фронтом нарастания напряжения t_ϕ . Поскольку скорость движения электронов вдоль силовых линий поля больше, чем в других направлениях, то электроны при своем дрейфе от катода к аноду образуют цуг лавин, идущих по следу друг друга и формирующих токовую нить (рис. 3). При этом радиус нити R_n будет увеличиваться со скоростью диффузии электронов. Одновременно с расширением нити будет нарастать число электронов и ионов в ней. По мере нарастания концентрации электронов и ионов скорость расширения нити будет замедляться из-за торможения электронов полем ионов. В конце концов скорость ее расширения начнет определяться скоростью движения ионов, то есть произойдет переход от электронной к амбиполярной диффузии. Это случится, когда радиус нити станет равным радиусу Дебая. Поскольку скорость амбиполярной диффузии существенно меньше скорости электронной, то в рассматриваемом временном интервале ($t_\phi \sim 10^{-7}$ с) можно считать, что расширение нити прекратится.

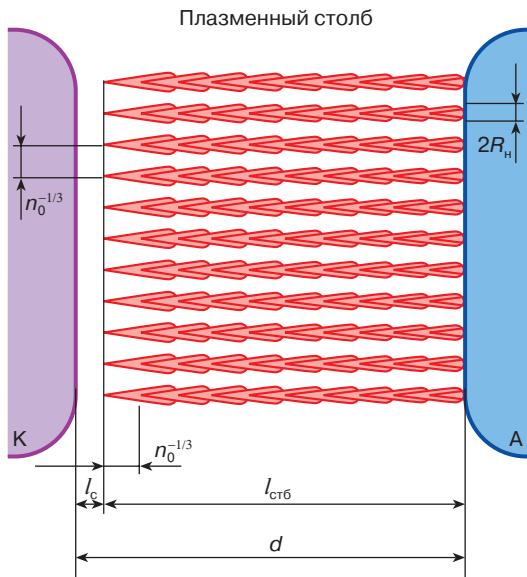


Рис. 3. Пояснение к модели развития разряда

Тогда, приравнивая радиус нити к радиусу Дебая и вводя величину $n_0^{\text{kp}} = 1/R_h^3$, можно определить n_0^{kp} .

Таким образом, если $n_0 < n_0^{\text{kp}}$, то разряд будет состоять из множества тонких диффузных нитей, которые в совокупности создают впечатление однородного разряда. Нитевидная структура разряда наблюдалась при вырезании оптическим способом тонкой полоски разряда. Кроме того, при возрастании n_0 до n_0^{kp} предельная энергия, вводимая в газ, будет расти вследствие увеличения числа нитей, а следовательно, площади, занимаемой разрядом, что также установлено в экспериментах [2]. Другими словами, модель объясняет некоторые ранее неясные экспериментальные данные.

Однако, если даже удается сформировать однородный плазменный столб ($n_0 = n_0^{\text{kp}}$), это является необходимым, но не достаточным условием возбуждения разряда в объемной форме. На рассматриваемой стадии, когда существует плазменный столб, катодное падение потенциала, обеспечивающее самоподдержание разряда, еще не сформировано, важным условием формирования однородного разряда является обеспечение равномерной эмиссии (выхода) электронов с поверхности катода.

Это условие может быть реализовано только за счет бомбардировки катода фотонами из плазменного столба. Причем из-за неидеальности катода и необходимости уменьшения влияния неоднородности эмиссии, возникающей за счет других факторов, нужно, чтобы фотоэмиссия превышала другие виды эмиссии в 50–100 раз. При этом число квантов, выбивающих электроны из катода, пропорционально объему плазменного столба V (рис. 3) и концентрации электронов в нем n . Для обеспечения

выбивания электронов в нужном количестве nV должно быть больше некоторой критической величины $(nV)_{\text{kp}}$, которая зависит от условий зажигания разряда.

Таким образом, требования к n_0 в больших и малых объемах могут оказаться разными. Если в больших объемах для возбуждения объемного разряда необходимо выполнить только условие по перекрытию токовых нитей, то в малых объемах требования к n_0 возрастают и диктуются условием

$$nV \geq (nV)_{\text{kp}}. \quad (2)$$

Следует упомянуть, что, согласно этой модели, на длительность фронта высоковольтного импульса накладывается дополнительное ограничение: оно не должно быть меньше времени перекрытия токовых нитей. Справедливо ради отметим, что это условие, как правило, автоматически выполняется при создании реальных газоразрядных устройств. Заметим, что здесь не рассматриваются процессы в прикатодном слое, так как для этого необходимо привлечение специальных знаний из физики газового разряда.

ВВОД ЭНЕРГИИ В ГАЗ ПРИ САМОСТОЯТЕЛЬНОМ ОБЪЕМНОМ РАЗРЯДЕ

Как уже отмечалось, самостоятельный объемный разряд повышенного давления является нестационарным, то есть спустя некоторое время он переходит в искровой. Считается, что ввод энергии в газ происходит на стадии объемного разряда, так как при искровом разряде энергия поступает лишь в малую часть объема, занятую каналом. С практической точки зрения представляет интерес, при каких характеристиках разряда (электрическое поле, ток, длительность и частота следования импульсов) можно ввести в газ наибольшую энергию в единицу времени.

Для упрощения рассмотрим случай, когда на электроды подается высоковольтный импульс прямоугольной формы. После стадии формирования разряда ток в промежутке будет резко нарастать, а напряжение на электродах U_r падать до некоторой квазипостоянной величины. Интересно, что, сколько бы высокое начальное напряжение U_0 к промежутку ни прикладывалось, величина U_r практически мало меняется [6]. U_r определяется только параметрами промежутка: межэлектродным расстоянием d , площадью S , составом и давлением газа p . Это объясняется тем, что именно при U_r ионизационные процессы становятся медленными, ток перестает нарастать и устанавливается квазистационарная фаза горения разряда. В этом случае плотность энергии, вводимой в газ, легко определить:

$$\omega = jEt_r = j\frac{U_r}{d}t_r = \frac{U_0 - U_r}{\rho S} \frac{U_r}{d}t_r, \quad (3)$$

где j — плотность тока, E — напряженность электрического поля в промежутках, t_r — длительность разряда, ρ — волновое сопротивление разрядного контура.

Было установлено, что с увеличением плотности тока j , например с помощью параметра ρS , t_r уменьшается, а предельная энергия (энергия, поступающая в газ до образования искрового канала) увеличивается, то есть j нарастает быстрее, чем уменьшается t_r .

Причины увеличения предельной энергии при росте интенсивности предварительной ионизации рассматривались ранее. Зависимость предельной энергии от энергии, затраченной на предварительную ионизацию, имеет линейный характер [2].

Еще одна возможность увеличения энерговыделения в разряде связана с использованием катода, материала которого обладает высокими эмиссионными свойствами. Дело в том, что энерговыделение в катодном падении в сотни раз выше, чем в остальных частях разряда. Поэтому логично ожидать зарождения неустойчивости именно в этой области. Используя катод из $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{CoO}_3$, удалось уменьшить энерговыделение в области катодного падения, согласно расчетам, в 16 раз. Замена металла на перовскит позволила увеличить предельную энергию ω_n , вводимую в газ, более чем в два раза, то есть увеличить ω_n от 0,5 до 1,35 Дж/см³ [2].

Рассматривая методы повышения энерговыделения в разряде, следует помнить о ряде факторов, снижающих предельные энерговклады. К ним в первую очередь следует отнести увеличение частоты следования импульсов и изменение состава среды под действием разряда в процессе работы устройства. Так, при увеличении частоты следования от $\sim 10^2$ до 10^3 Гц и постоянной скорости прокачки ~ 20 м/с через разрядный объем $5 \cdot 5 \cdot 20$ см³ предельные энерговклады снижаются в три раза.

Однозначно объяснить такое поведение предельных энерговкладов в настоящее время не удается. Одну из возможных причин связывают с образованием горячей газовой пробки вследствие горения импульсного разряда. Ее распространение вверх по потоку газового тракта приводит к появлению неоднородностей в газовой среде, которые в дальнейшем, поступая в разрядную зону, снижают предельный энерговклад.

В ряде газоразрядных приборов, например СО₂-лазерах, происходит изменение химического состава среды в процессе работы. Если рабочую среду в прокачном газовом тракте не обновлять, то происходят снижение предельных энерговкладов и в конечном счете контракция объемного разряда, то есть сжатие области его горения до размеров искрового канала. В настоящее время это связывают с развитием химико-ионизационной неустойчивости. Механизмы контракции объемных разрядов достаточно сложны, ниже рассмотрим некоторые из них.

ПЕРЕХОД ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В ИСКРОВОЙ

Одна из широко распространенных тенденций в объяснении механизма перехода от объемного горения разряда к канальному заключается в рассмотрении процесса сжатия (контракции) как прямого следствия развития неустойчивости плазмы столба разряда. Данный подход применительно к импульсным объемным разрядам высокого давления является логическим развитием представлений о контракции тлеющего разряда низкого давления в длинных трубках. Рассмотрим основные модели неустойчивости столба.

Наибольшее распространение для объяснения природы сжатия области горения разряда получили модели тепловых неустойчивостей [1]. В них показано, что если на фоне однородного объемного разряда возникло случайное увеличение плотности в токовой нити малого диаметра, то при определенных условиях эта флуктуация имеет тенденцию к нарастанию. Причина сжатия разряда состоит в том, что увеличение энергии, введенной в газ, приводит к повышенному его нагреву и уходу нейтральных частиц из токовой нити вследствие выравнивания давления. Следовательно, параметр E/N — отношение напряженности поля к концентрации нейтральных частиц — возрастает, что ведет к повышенной ионизации в этой области, а значит, к увеличению тока в ней и еще большему нагреву газа. Процесс развивается вплоть до образования канала. Ясно, что в такой модели подразумеваются достаточно малые времена передачи энергии от электронов к нейтральным частицам. Задача о развитии тепловой неустойчивости решена применительно к объемным разрядам высокого давления. При этом давление в токовой нитке полагалось постоянным и равным давлению в зоне разряда. Показано, что характерное время сжатия объемного разряда

$$t_h = \frac{p}{\sigma E^2 \gamma - 1}, \quad (4)$$

где σ — проводимость, p — давление невозмущенного газа, γ — показатель адиабаты. Эта задача также решена без допущения о постоянстве давления внутри токовой нити. Выражение для t_h в этом случае получается намного сложнее.

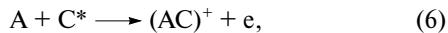
Однако образование искрового канала довольно часто происходит в условиях, когда тепловыми явлениями можно пренебречь. Например, при несамостоятельном объемном разряде в азоте практически вся энергия затрачивается на возбуждение колебательных уровней азота, а передача ее в теплоту задома много больше времени формирования искрового канала. Для объяснения причин образования канала в этом случае используют модель ионизационной неустойчивости. Здесь увеличение плотности тока в нити связывают с соударениями электронов с возбужденными частицами газа. Полагается, что

плотность возбужденных частиц столь велика, что электрон, сталкиваясь с ними, получает их энергию возбуждения. Это увеличивает энергию электрона и, следовательно, скорость ионизационных процессов, что ведет к нарастанию тока в нити. Задача о развитии ионизационной неустойчивости в самостоятельном разряде решена для простейшего случая. При насыщении возбужденных состояний через время t_n концентрация электронов от $n(0)$ до $n(t)$ будет взрывообразно нарастать, а именно

$$n(t) = \frac{n(0)}{1 - t/t_n}. \quad (5)$$

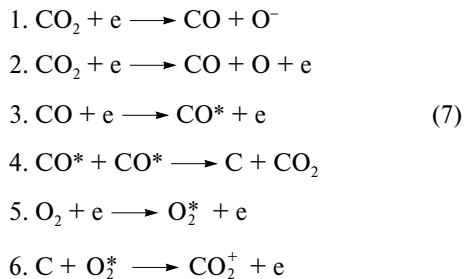
К аналогичным результатам может привести ступенчатая ионизация частиц, когда ионизация частицы происходит при ее двукратном соударении с электронами (первое соударение вызывает возбуждение, а второе – ионизацию частицы). Данный процесс имеет важное значение для газов с высокой скоростью ступенчатых процессов, например для активных сред лазеров на галогенидах инертных газов.

Как отмечалось ранее, изменение плазмохимического состава среды также может вызвать сжатие объемного разряда. Поясним это следующим образом. Пусть объемный разряд горит в смеси молекул газов А и В. Если в процессе горения образуется компонента С* и возможна реакция



то ее результатом может быть контрагирование разряда (звездочка означает возбуждение, а плюс – положительный заряд частицы). Наличие такого процесса может при определенных условиях вызвать развитие неустойчивости, получившей название химико-ионизационной.

Подробно развитие такой неустойчивости рассмотрено применительно к проблеме образования искрового канала в отпаянных CO₂-лазерах. В этой задаче решались балансные уравнения 110 плазмохимических реакций для 26 активных компонентов плазмы в областях однородного плазменного столба и фронта канала одновременно. Здесь приведены только основные реакции, ведущие к развитию химико-ионизационной неустойчивости:



Видно, что накопление продуктов реакций обусловлено в основном взаимодействием частиц с электро-

нами. Поэтому нарастание концентрации электронов, толчок которому дает реакция (6), будет вести к взрывообразной интенсификации процессов (7) и образованию канала.

Рассмотренные выше механизмы неустойчивостей могут иметь место как в токовой нити плазменного столба, так и во всем столбе в целом, то есть не имеют привязки к конкретному месту. В то же время существуют многочисленные экспериментальные данные, которые свидетельствуют о распространении канала от одного из электродов. Более того, детальные расчеты формирования канала во всем объеме токовой нити оказались далекими от экспериментальных данных.

Поэтому в последнее время действие рассмотренных выше механизмов переносят в область разряда, где электрическое поле оказывается наиболее высоким [1]. Разрядный промежуток (рис. 4) разбивается на три зоны: область плазменного образования с высокой проводимостью, например катодное пятно I, область усиленного поля II и область собственно плазменного столба III. Такой подход использован в [2] при анализе формирования канала, инициируемого химико-ионизационной неустойчивостью. При этом полагалось, что распространение канала от катода к аноду происходит дискретно. Как только в области II за счет развития неустойчивости проводимость достигает аналогичного значения, как и в области I, канал скачком передвигается на расстояние II и процесс повторяется вплоть до перемыкания каналом промежутка К–А. Расчетные зависимости времени формирования канала от E/p (E – напряженность поля, p – давление газовой среды), полученные в соответствии с данной моделью, хорошо согласуются с результатами экспериментов.

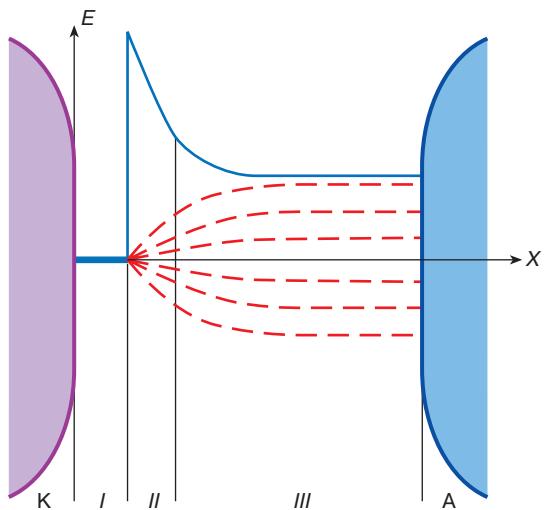


Рис. 4. Геометрия задачи и разграничение областей

Следует заметить, что здесь изложены только основные представления об известных механизмах сжатия объемных разрядов в искровой канал. Существуют многочисленные работы о формировании канала, детализирующие приведенные выше подходы включением в рассмотрение новых процессов или отказом от отдельных упрощений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, использование новой техники, обеспечивающей формирование высоковольтных импульсов с фронтами нарастания наносекундного диапазона и предварительной ионизации газовой среды, привело к обнаружению новых закономерностей при горении разряда. Показано, что в этом случае зажигается нестационарный тип разряда, получивший название объемного.

К настоящему времени изучены основные тенденции и взаимосвязи параметров такого разряда. Найдены условия зажигания объемного разряда, характеристики горения и возможные причины контракции. Лучшие реализованные в различных экспериментах параметры разряда могут достигать следующих значений:

- 1) объем возбуждаемой среды – сотни литров;
- 2) плотность энергии, рассеянной в газе, 1,3 Дж/см³;
- 3) частота следования импульсов 17 кГц;
- 4) длительность разряда 40 мкс;
- 5) давление газовой среды 14 атм.

Заметим, что трудно надеяться на достижение названных параметров в одном устройстве, так как увеличение одного из них, как правило, происходит в ущерб другим.

В заключение отметим, что разряды данного типа интенсивно исследуются. Уже в ближайшее время могут появиться сведения, позволяющие понять природу плотных плазменных образований на электродах, уточнить понимание процессов зажигания и образования канала, что послужит основой для создания подробной теории объемного разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М : Наука, 1991. 223 с.
2. Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F. Pulsed Gas Lasers. Billingham (Wash. USA): SPIE, 1995. 374 p.

* * *

Владимир Васильевич Осипов, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой “Электрофизика” Уральского государственного технического университета и лабораторией “Квантовая электроника” Института электрофизики УрО РАН (Екатеринбург). Специалист в областях квантовой электроники и физики электрических разрядов. Автор более 150 научных публикаций, 17 изобретений и двух монографий, одна из которых издана в США.