

Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 537.521

Самостоятельный объемный разряд в гелии атмосферного давления

О. А. Омаров, В. С. Курбанисмаилов, Н. А. Ашурбеков
Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия

Приведены результаты комплексного экспериментального исследования процесса формирования и контракции объемного разряда (ОР) в He при давлениях порядка атмосферного, иницируемого УФ-излучением для различных начальных условий его зажигания. Исследованы спектры излучения как для объемных, так и контрагированных разрядов для различных материалов электродов. С применением электронно-оптический (ЭОП) съемки получены результаты, поясняющие как особенности формирования катодных пятен, так и характер контракции ОР в искровой канал при различных способах создания начальной концентрации электронов.

Классические (таунсендовский и стримерный) механизмы роста проводимости разрядных промежутков подробно описаны в работах [1–4]. Однако в связи с усовершенствованием современной техники эксперимента существенно расширился диапазон представлений об импульсных разрядах высокого давления.

С одной стороны, это относится к более детальному изучению таунсендовского и стримерного механизмов [5, 6], а с другой — были обнаружены новые фундаментальные закономерности, в частности, при иницировании самостоятельного разряда с предварительной ионизацией показана возможность реализации объемной формы горения при давлениях порядка атмосферного [7, 8]. При исследовании разрядов в активных средах эксимерных лазеров, а впоследствии и в чистых газах была обнаружена необычная форма разряда с объемным протеканием тока, в которой практически отсутствует контракция — сильнооточный диффузный режим (СДР) [9, 10].

Прогресс в указанных областях в существенной степени зависит от знания физических свойств разряда. Так, например, одной из основных задач в области импульсных лазеров, возбуждаемых самостоятельным ОР с УФ-предыонизацией, является осуществление устойчивого горения ОР, не переходящего в искровой в широком диапазоне длительностей и плотностей тока.

Анализ результатов работ по пробою газов высокого давления показывает, что формирование искрового канала для таунсендовского,

стримерного и объемного разрядов систематически исследовалось в молекулярных газах — воздухе, азоте, кислороде, водороде и т. д. В частности, показано, что в процессе перехода от ОР к искровому существуют следующие фазы развития: квазистабильный тлеющий разряд, ОР с катодными пятнами, ОР с катодными пятнами и привязанными к ним диффузными каналами, контрагированный искровой канал [4]. Несмотря на это остается неясным, какие процессы ответственны за образование предыскрового диффузного канала, привязанного к катодному пятну при таунсендовском и объемном разрядах. Остается спорным и дискутируется вопрос о причинах, в силу которых ОР сменяется канальным.

Одна из широко распространенных тенденций механизма контракции заключается в рассмотрении контракции как прямого следствия развития неустойчивостей плазмы столба разряда [11]. Альтернативный подход к объяснению процесса контракции состоит в том, что этот процесс иницируется неустойчивостями, развивающимися в приэлектродных областях (анодные и катодные пятна) [12, 13].

В атомарных газах, особенно в гелии, по сравнению с молекулярными газами результатов по формированию искрового канала для таунсендовского, стримерного и объемного разрядов мало. Недостаточно изучены процесс формирования и устойчивого горения ОР и СДР, а также характер контракции ОР в искровой канал.

Гелий широко используется в качестве буферного газа в активных средах газовых, в частности эксимерных лазеров, поэтому исследова-

ние процесса формирования импульсного пробоя в гелии атмосферного давления является весьма актуальной задачей.

Поэтому мы остановимся, главным образом, на экспериментальных результатах, полученных авторами в течение ряда лет при изучении физики импульсного пробоя в He атмосферного давления.

Особое внимание уделено динамике и закономерности формирования ОР в He атмосферного давления, а также спектроскопии его катодных областей в широком диапазоне изменения начальных условий (величины поля, концентрации первичных электронов, давления газа, формы и материала электродов и т. д.).

Экспериментальная аппаратура и методы исследования

Экспериментальная установка аналогична описанной ранее в работах [13—15]. Исследуемый разряд создавался между электродами диаметром 4 см, удаленными друг от друга на расстоянии $d = 1$ см.

Использовались электроды разной формы и из различных материалов:

сплошные алюминиевые с радиусом кривизны ~ 30 см;

стальные и медные плоские;

с микровыступом ($\sim 0,1$ мм) на катоде;

из нержавеющей стали (катод — сплошной, анод — из мелкоячеистой сетки с прозрачностью ~ 75 — 80 %).

Для получения начальной концентрации первичных электронов использовался источник УФ-излучения, который вводили в одном случае в объем через сетчатый анод. В случае сплошных электродов источник УФ-излучения располагался в том же газе сбоку на расстоянии 5—7 см от оси основного промежутка. Энергия, вкладываемая в источник УФ-излучения, составляла $\sim 0,3$ Дж/см³. Оценки показывают, что источник УФ-излучения обеспечивает начальную концентрацию электронов $n_0 \sim 10^8$ см⁻³.

Питание разряда осуществлялось от генератора импульсных напряжений (ГИН), собранного непосредственно на камере в коаксиальном режиме из малоиндуктивных элементов (сопротивлений — ТВО; керамических конденсаторов — КВИ, К15-10). ГИН вырабатывал импульсы напряжения с регулируемой амплитудой до 30 кВ и фронтом нарастания ~ 10 нс. Напряжение и ток разряда регистрировались, соответственно, омическим делителем и малоиндуктивным шунтом (2 Ом). Пространственно-временное развитие разряда снималось фотоэлектронным регистратором ФЭР2-1, а пространственно-временное

распределение интенсивности излучения между электродами микрофотометрировалось и обрабатывалось на ЭВМ.

Синхронизация картин свечения разряда с током или напряжением с точностью 2—3 нс осуществлялась подачей импульса тока (или напряжения) на отклоняющие пластины ЭОП (УМИ-92) синхронно с разверткой свечения разряда, при этом учитывался сдвиг по времени между световым и электрическим сигналами.

Для выявления наиболее ярких спектральных линий, возбуждаемых в разряде, регистрировался интегральный во времени спектр разряда на спектрографе СТЭ-1 со скрещенной дисперсией. Спектр излучения прикатодной плазмы регистрировался монохроматором (МДПС-3) с дифракционной решеткой с дисперсией 2—3 Å/мм. Время запаздывания формирования катодного пятна (КП) определялось как по возникновению спектральных линий атомов и ионов материала катода, так и по пространственно-временным картинам свечения промежутка, снятым в режиме щелевой развертки.

Для определения момента образования катодного пятна регистрировались следующие спектральные линии материала электродов алюминия: Al I $\lambda = 396,1$ и $394,4$ нм; железа: Fe I $\lambda = 364,5$ и 344 нм и меди: Cu I $\lambda = 406,3$; $327,3$ и $324,7$ нм.

Регистрация тока на предпробойной стадии проводилась широкополосным осциллографом С1-75. Подробное описание методики определения предпробойных токов (токов на стримерной стадии) дано в работе [16]. Для защиты осциллографа использовался диодный ограничитель, помещенный в экранирующую коробку. Данная методика позволяла измерить разрядные токи $I > 1$ мА с временным разрешением 4 нс. Синхронизация фотографий свечения с предпробойным током осуществлялась при одновременной регистрации на двухлучевом осциллографе импульса напряжения и затворного импульса ЭОП.

Динамика формирования самостоятельного объемного разряда

Известно, что при пробое перенапряженных промежутков в случае инициирования разряда большим числом начальных электронов наблюдается объемное протекание тока [7]. Фаза объемного горения используется для накачки лазеров на основе самостоятельного разряда с ультрафиолетовой предыонизацией [12, 14]. Условия в стадии формирования разряда определяют однородность объемного горения, поэтому изучению процесса формирования уделяется много внимания.

Самостоятельный объемный разряд (СОР) повышенного давления является неустойчивым процессом, т. е., спустя определенное время, он переходит в искровой. При этом длительность однородного горения ОР ограничивается неустойчивостями, возникающими как в столбе разряда [11], так и в приэлектродных областях [7, 12].

После зажигания разряда с началом резкого спада напряжения на зазоре устанавливается некоторое квазистационарное напряжение горения, являющееся напряжением горения ОР [10, 13].

Как показывают многочисленные эксперименты, напряжение горения ОР слабо зависит от прикладываемого к промежутку напряжения при постоянном давлении газа [13, 14]. С ростом давления напряжение горения объемного разряда U_T линейно возрастает, а длительность t_T уменьшается. С формированием ОР напряжение горения при различных давлениях стремится к такому значению, при котором отношение U_T/pd остается постоянным и составляет ~ 4 В/(см·торр). Такое значение отношения U_T/pd соответствует минимальному напряжению пробоя для данного произведения pd . Этот факт, возможно, обусловлен тем, что в гелии независимо от пробойного напряжения U_0 разряд стремится к такому значению U_T , для которого ионизационная способность электрона $\eta = \alpha/E_0$ максимальна и оптимальны условия для размножения электронов.

Анализ экспериментальных результатов по ОР в He показывает, что величина $A = f(U_0, p, d)$, которая однозначно отображает взаимосвязь параметров горения ОР с начальными условиями, постоянна в пределах изменения значений $E_0 \sim 3-15$ кВ/см, $p \sim 1-5$ атм, $d \sim 1-2$ см и не зависит от того, какими отношениями E/p и сечением s задается разряд [13].

$$A = \tau_T (U_T js/pd) \approx 15-20,$$

где s, j — соответственно, сечение и плотность тока ОР.

Эквивалентной схемой электрической цепи является последовательная цепь, включающая в себя источник напряжения U_0 , сопротивление генератора Z и разрядный промежуток.

Для такой цепи величина E_0 имеет две фазы изменения: быстрая фаза изменения напряжения, связанная с пробоем; квазистационарная фаза, в течение которой напряжение и ток разряда постоянны [12, 13].

При объемном протекании тока имеет место аperiодический разряд. При этом ток и напряжение на промежутке медленно спадают до нуля. При контракции ОР в искровой канал напряжение на промежутке падает до нуля, проходя кратковременную ступень постоянного значения (напряжение горения объемного разряда). Ток разряда при этом имеет два характерных максимума. Зависимости амплитуд токов разряда на ступенях от приложенного напряжения приведены на рис. 1. Чем больше давление газа в промежутке, тем выше амплитуды токов разряда на ступенях.

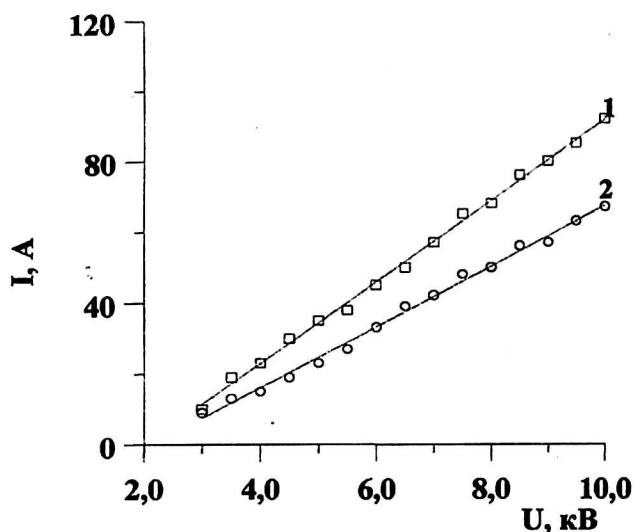


Рис. 1. Зависимости амплитуд токов разряда на ступенях от напряжения:

1, 2 — амплитуды первого и второго максимумов тока, соответственно

Наибольший интерес представляют экспериментальные результаты прямых наблюдений динамики контракции разряда с пространственным и временным разрешением в наносекундном диапазоне времени при различных способах создания предьонизации. Поэтому проанализируем: наблюдаемые картины развития неустойчивости ОР в He, особенности горения ОР в He и характер его контракции в широком диапазоне изменения начальных условий.

На рис. 2, а, б, в, соответственно, представлены какадровые картины формирования ОР в He для $U_0 = 15$ кВ (источник предьонизации — сбюку), интегральные картины свечения промежутка (источник предьонизации — за сетчатым анодом) и фотография щелевой развертки с импульсом напряжения ($U_0 = 10$ кВ).

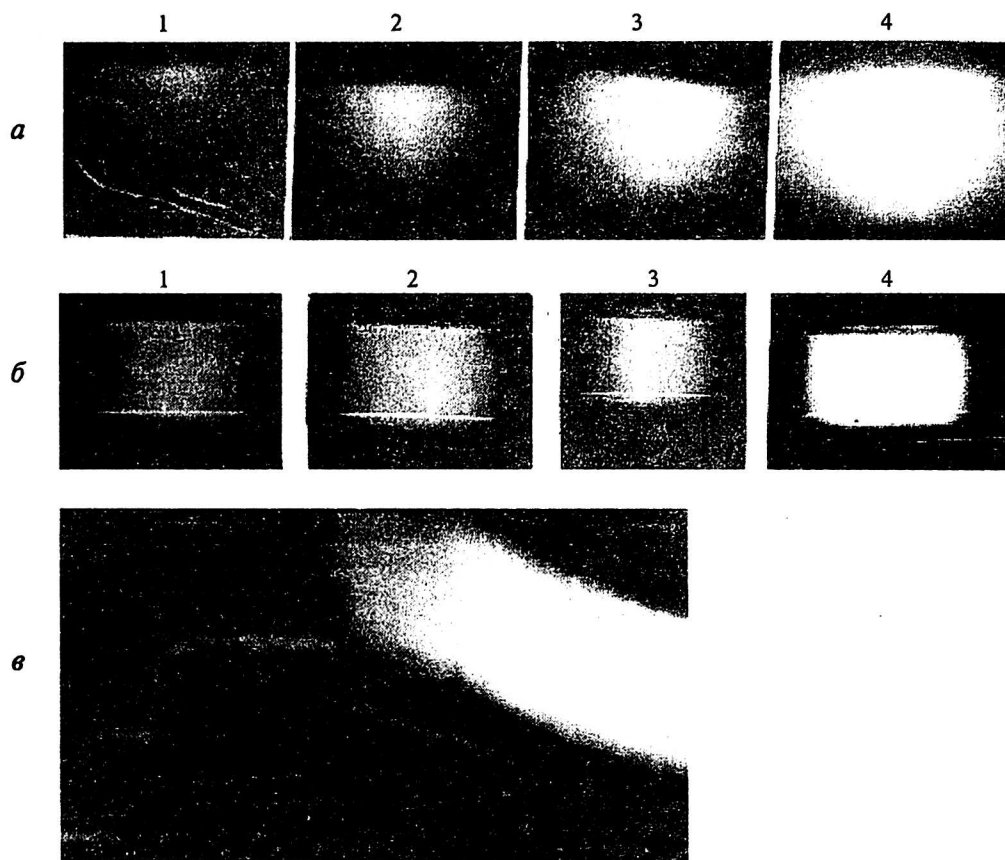


Рис. 2. Покадровые картины формирования ОР в He:
a — для $U_0 = 15$ кВ; *б* — интегральные картины свечения промежутка; *в* — фотография щелевой развертки с импульсом напряжения при $U_0 = 10$ кВ

Сопоставление пространственных картин с электрическими характеристиками показывает, что при облучении промежутка внешним ионизатором (ионизатор расположен сбоку от оси основного промежутка, электроды плоские), первое регистрируемое свечение возникает на аноде через 40 нс после приложения внешнего поля с характерным размером $\sim \alpha^{-1}$ (α — коэффициент ударной ионизации), которое в дальнейшем в виде диффузного свечения распространяется к катоду. При прохождении фронта диффузного свечения выравнивается распределение концентрации плазмы по длине зазора, при этом формируются столб квазистабильного тлеющего разряда и область прикатодного падения потенциала. Таким образом, разряд переходит в следующую фазу — фазу объемного горения. В процессе формирования ОР наблюдается спад напряжения до некоторого квазистационарного значения — $U_r \sim 3000$ В — напряжение горения ОР. В результате уменьшается скорость ионизационных процессов в столбе разряда и устанавливается состояние, когда процессы рождения заряженных частиц компенсируются процессами их гибели. На этой стадии основные характеристики разряда остаются постоянными.

Возникновение свечения у анода можно объяснить искажением внешнего поля полем пространственного заряда, затем в усиленном поле вблизи анода происходит интенсивная ионизация, которая, продвигаясь к катоду, оставляет за собой столб плазмы большей концентрации [12]. С ростом внешнего поля растет диаметр диффузного свечения, и для ОР присущи свойства нормального тлеющего разряда. В случае расположения внешнего ионизатора за анодом, ОР формируется одновременно во всем объеме промежутка, т. е. газ с начальной концентрацией электронов рассматривается как плазма и имеет место наложение достаточно высокого поля на слабоионизованную плазму.

Формирование ОР происходит путем объемной ионизации газа в однородном поле. В этом случае при малых напряжениях пробоя $U_0 < 6$ кВ разряд горит стационарно и характеризуется высокой однородностью свечения (см. рис. 2, б, 1) и длительностью горения. При напряжениях $U_0 > 6$ кВ формируются диффузные каналы, привязанные к катодным пятнам, и разряд переходит в каналную форму (рис. 2, б, 2, 3), причем число диффузных каналов тем больше, чем выше и однороднее поле.

Обнаружено, что при слабой неоднородности поля (радиус кривизны ~ 30 см) однородный ОР формируется лишь для $E/p \geq 6$ В/(см·торр) ($p = 760$ торр). Тот факт, что для $E/p \leq 6$ В/(см·торр) свечение неоднородно по радиусу, объясняется слабой неоднородностью поля и сильной зависимостью коэффициента ударной ионизации α от поля E . Действительно, для α имеем:

$$\alpha = A p \exp[-Vp/E].$$

Пусть поле на оси электродов больше однородного значения $E = U/d$ на величину ΔE , тогда для $\Delta\alpha/\Delta(E/p)$ получим

$$\Delta\alpha/\Delta(E/p) = [A p \exp(-Vp/E)]/(E/p)^2,$$

$$\text{т. е. } \Delta\alpha/\alpha = [\Delta(E/p)]/(E/p)^2. \quad (1)$$

Из выражения (1) видно, что неоднородность ионизации увеличивается с уменьшением прикладываемого поля. Форма электродов определяет величину $\Delta E/E$, следовательно, и поперечное сечение разряда. С ростом E требования к однородности поля (к форме электродов) менее жесткие, чем при малых полях E . Таким образом, на оси, где поле максимальное, более интенсивно идет рост ионизации, что увеличивает вероятность контракции объемного разряда в искровой канал.

При большом значении накопительной емкости ($C = 1,5 \cdot 10^{-8}$ Ф) и полях $E_0 \geq 12$ кВ/см ($W \geq 300$ %) ОР в He преобразуется в СДР (см. рис. 2, б, 4, подсвет — за сетчатым анодом). Образование СДР, который был получен впервые авторами [9] в смесях Ag:SF₆ при возбуждении разряда электронным пучком, а также в самостоятельном разряде Ag [12], объясняется тем, что процесс протекания тока в объеме за счет ударной ионизации носит неустойчивый характер, что и обуславливает образование диффузного канала. С образованием последнего энергия, запасенная в конденсаторе, расходуется не на дальнейшее развитие диффузного канала и преобразование его в искру, а на образование новых диффузных каналов. Для разряда в He эти закономерности сохраняются. При увеличении E_0 возрастает число диффузных каналов, которые, сливаясь между собой, дают столб однородной плазмы высокой проводимости. Диаметр этого столба растет по мере увеличения приложенного напряжения. Отсутствие контракции и образование новых диффузных каналов в He, по-видимому, связано с тем, что одиночный диффузный канал не может дальше развиваться и перейти в искровой из-за уменьшения коэффициента ударной ионизации α и установления постоянного значения напряжения горения ОР ($U_r \sim 3000$ В), с другой стороны — не в состоянии пропустить

весь разрядный ток с ростом внешнего поля. Поскольку запасенная энергия продолжает вводиться в разрядный объем, то на фоне однородного ОР возникают новые диффузные каналы с концентрацией электронов выше чем в ОР.

С другой стороны, основная энергия вводится в разряд на квазистационарной стадии, тогда для плотности энергии можно написать

$$W = Pt/V = IUt/sd = j Ut/d,$$

где t — длительность объемной стадии разряда;

j — плотность тока;

P — мощность разряда.

Энергия, введенная в газ до образования искрового канала, возрастает при увеличении подводимой в разряд мощности, хотя длительность горения t_r экспоненциально уменьшается с ростом прикладываемого поля [10]. В частности, на рис. 3 приведены времена формирования (кривая I) и длительности фазы объемного горения (кривая II) разряда в зависимости от внешнего поля. Пунктиром показано время дрейфа электронов через промежуток. ОР контрагируется в искровой канал при критических плотностях тока $j \geq j_{кр} \approx 40$ А/см² и предельных удельных энерговкладах $\sim 0,1-0,2$ Дж/см³.

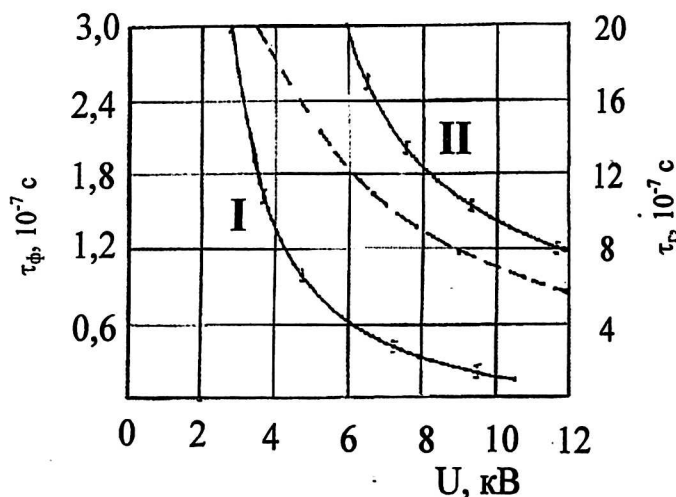


Рис. 3. Времена формирования (I) и длительности фазы объемного горения (II) разряда в зависимости от внешнего поля

На стадии спада напряжения, когда к окончанию фазы формирования разряда в промежутке имеется столб плазмы площадью поперечного сечения S с концентрацией электронов $n_i = n_e$, сопротивление столба определяется выражением

$$R = U/I = pd/Senk,$$

где $k = \nu p/E = 7,62 \cdot 10^5$ см²·торр/В·с; ν — дрейфовая скорость электронов [2, 6].

В условиях эксперимента $s = 10 \text{ см}^2$; $p = 760 \text{ торр}$; $d = 1 \text{ см}$; $n_e \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$, тогда при таких данных сопротивление промежутка меняется в пределах $R \approx 10 - 100 \text{ Ом}$.

Несмотря на значительные энергозатраты в объемной фазе разряда ($\sim 0,1 \text{ Дж/см}^3$), ее сопротивление остается постоянным и зависит от величины внешнего поля (рис. 4). Возможно, на этой стадии часть энергии, вкладываемой в разряд, идет на образование молекулярных ионов He_2^+ и эксимерных молекул гелия He_2^* . Как известно, в большинстве случаев ионизация в газах идет ступенчатым образом, в частности, в гелии — через энергетические уровни с главным квантовым числом $n = 2$ по следующей схеме:

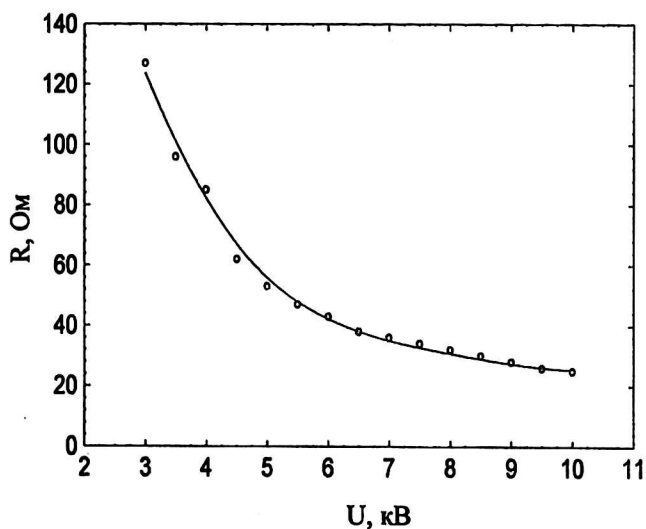
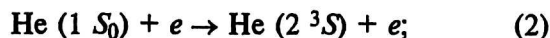


Рис. 4. Зависимость сопротивления ОР от величины прикладываемого поля

При высоких давлениях газа существенное влияние на кинетику развития разряда могут оказать реакции с участием нейтральных атомов с образованием эксимерных молекул по схеме

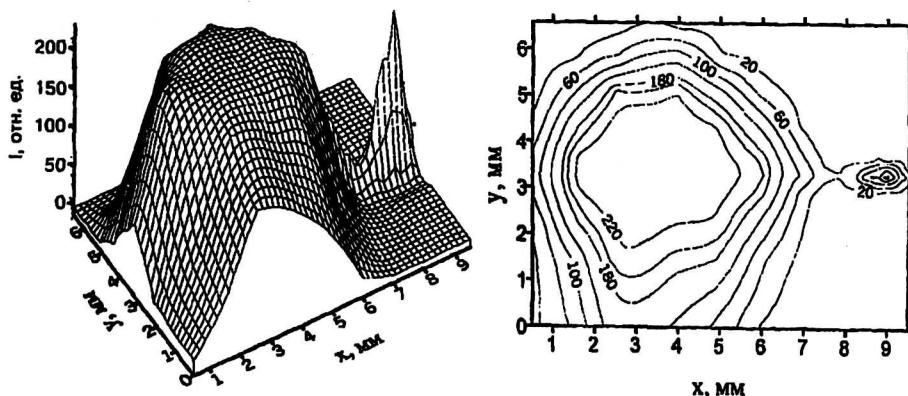


Рис. 5. Картины распределения интенсивности излучения (в отн. ед.) в промежутке как вдоль поля, так и поперек электродов

Константа скорости этой реакции при газовой температуре $T = 300 \text{ К}$ имеет величину [17] $k_1 = 0,3 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$, а константа прямой ионизации с 2^3S состояния $k_2 = 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ при температуре электронов в несколько эВ [18].

Отношение частоты ионизации с 2^3S уровня к частоте образования эксимерных молекул зависит от плотности электронов и концентрации нейтральных атомов. Оценки показывают, что при давлении газа $p = 760 \text{ торр}$ и плотности электронов $\rho \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ отношение этих частот имеет величину порядка единицы.

Оценки показывают, что в ОР столкновения метастабильных атомов с нейтральными с образованием эксимерных молекул могут играть существенную роль, и эксимерные молекулы могут служить дополнительным резервуаром для энергозатрат. В частности, при плотностях метастабильных атомов $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ максимальная плотность эксимерных молекул может оказаться $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Для получения безыскрового режима горения ОР необходимо чтобы за время t_r обеспечивалось полное рассеяние энергии накопительного элемента ($C = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ Ф}$) в плазме [19]. При зажигании ОР в He это требование достигается при выполнении условий: $U_0 = 2U_r$ ($U_r \approx 3000 \text{ В}$ — напряжение горения ОР). Анализ таких измерений показывает, что естественным механизмом контракции ОР в He является то, что искра инициируется неустойчивостями, развивающимися в приэлектродных областях [13]. Именно они определяют привязку узких диффузных каналов и вызывают сам процесс перехода от ОР к искровому. Об этом свидетельствуют также результаты компьютерной обработки эксперимента. На рис. 5 приведены картины распределения интенсивности излучения (в отн. ед.) в промежутке, как вдоль поля, так и поперек электродов. Из рис. 5 явно следует, что процесс контракции определяется приэлектродными явлениями. Здесь x — координата, меняющаяся вдоль поля, y — поперек поля.

Из пространственных картин свечения промежутка следует, что на фоне ОР наблюдается образование плазменных сгустков на поверхности катода, ответственных за образование привязанных к ним диффузных и искровых каналов.

Таким образом, можно отметить, что в широком диапазоне плотностей токов и длительностей горения разряда процесс контракции происходит за счет прорастания высокопроводящих каналов со стороны электродов ($v_k \sim 10^6$ см/с). При этом роль инициирующих факторов для развития процесса контракции играют катодные и анодные пятна.

Спектр излучения и прикатодная плазма ОР в гелии атмосферного давления

Наличие в спектре прикатодной плазмы линий атомов и ионов материала электродов служит подтверждением возникновения катодных пятен и распыления материала электродов. Наиболее интенсивные спектральные линии гелия:

He I, нм.....	667,8	587,6	501,6	492,2	447,1	388,9
He II, нм.....	468,6	320,7	273,3			

В случае формирования искрового канала ток имеет два характерных максимума, что, соответственно, повторяют спектральные линии гелия. Экспериментально установлено, что интенсивность свечения ОР слабо зависит от изменения внешнего поля. С момента появления диффузных каналов (см. рис. 2, б, 2) на осциллограмме тока наблюдается выброс, который повторяется на осциллограмме свечения. Спектральные линии гелия по-разному возбуждаются на различных стадиях пробоя. В частности, атомарная линия He I $\lambda = 587,6$ нм имеет три характерных максимума (рис. 6). Первые два максимума линии повторяют соответствующие максимумы тока. Первый максимум тока обусловлен формированием ОР, а второй — связан с образованием диффузного или искрового канала. Третий максимум спектра, по-видимому, обусловлен рекомбинацией, так как к этому времени ток разряда практически упал до нуля. Амплитуды этих максимумов возрастают от первого к третьему, что обусловлено увеличением ионизации в столбе при переходе от одной стадии к другой.

Отличительной особенностью атомарной линии гелия He I $\lambda = 501,6$ нм является то, что для нее характерно наличие двух максимумов интенсивности, соответствующих максимумам тока. Рекомбинационный максимум для этой линии отсутствует. Линия He I $\lambda = 501,6$ нм достаточно интенсивно возбуждается на стадии роста тока (стадия объемного горения). Амплитуды максимумов для этой линии уменьшаются от

первого ко второму. Аналогичным образом ведет себя наиболее интенсивная атомарная линия He I $\lambda = 388,9$ нм. На фазе СДР и в искровом канале интенсивности спектральных линий возрастают, возбуждаются достаточно интенсивно ионные линии гелия He II 468,6 и 320,7 нм. Изменение ионных линий во времени повторяют ход изменения разрядного тока и на стадии объемного разряда слабо зависят от внешнего поля.

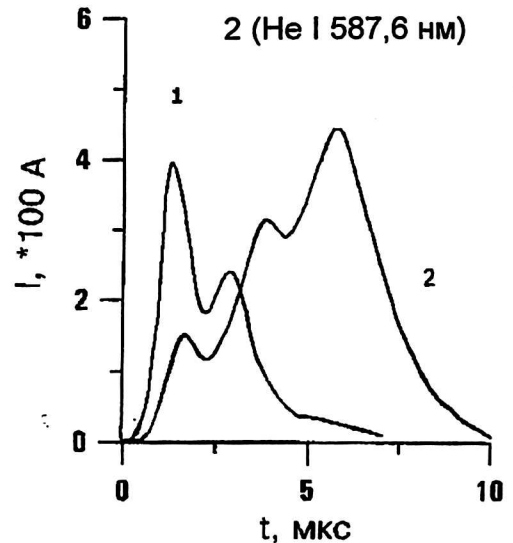


Рис. 6. Осциллограммы разрядного тока (1) и интенсивности (2) спектральной линии гелия He I 587,6 нм

Для определения момента образования катодного пятна регистрировались следующие спектральные линии материала электродов алюминия: Al I $\lambda = 396,1$ и $394,4$ нм; железа: Fe I $\lambda = 364,5$ и 344 нм; меди: Cu I $\lambda = 406,3$, $327,3$ и $324,7$ нм.

Так как длительность однородного горения ОР зависит от величины прикладываемого поля, записывались спектральные линии материала электродов при различных значениях отношения E/p совместно с импульсом напряжения на промежутке.

На рис. 7 приведены сопоставленные с импульсом напряжения (кривые 1, 2) характерные осциллограммы изменения интенсивности спектральной линии Al (396,1 нм) для двух значений E/p ($E/p = 5$ В/(см·торр) — кривая 3 и $E/p = 10$ В/(см·торр) — кривая 4).

При малых значениях $E/p \geq 5$ В/(см·торр) спектральные линии материала катода Al I (396,1 и $394,4$ нм) и Fe I (364,5 и 344 нм) имеют по одному максимуму. С увеличением прикладываемого поля ($E/p \geq 10$ В/(см·торр)) ОР контрагируется в искровой канал, и на осциллограммах

спектральных линий появляются вторые максимумы свечения, соответствующие второму спаду напряжения на разрядном промежутке. Возникновение второго максимума свечения возможно связано с тем, что с ростом прикладываемого поля растет прикатодное падение потенциала и соответствующее значение плотности тока на катод, тем самым увеличивая вероятность взрыва катодного пятна. Взрыв катодных пятен обусловлен переходом процессов автоэмиссии в термоавтоэлектронную эмиссию [12].

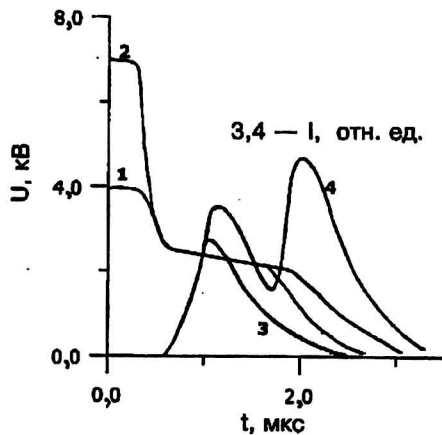


Рис. 7. Характерные осциллограммы изменения интенсивности спектральной линии Al (396,1 нм) для двух значений отношения E/p

Учитывая то, что на квазистационарной стадии при постоянном давлении газа $U_0 \approx U_T + U_K$, имеем, что с ростом U_0 возрастает как U_K ($U_T = 3000 \text{ В} = \text{const}$), так и плотность тока разряда на катод [10, 12]. С другой стороны, плот-

ность тока разряда на катод связана с катодным падением потенциала U_K законом подобия $U_K = f(j/p^2)$ [20]:

$$j/p^2 = 2,5 \cdot 10^{-12} \cdot U_K^3,$$

где j/p^2 [A/cm²·торр²], U_K [В].

На рис. 8, а, б, соответственно, представлены зависимости отношения j/p^2 от напряжения в катодном слое U_K и плотности тока разряда на катод j_K от приложенного внешнего поля U_0 .

Таким образом, прикатодное падение потенциала ОР с ростом U_0 увеличивается, соответственно растет плотность тока разряда на катод.

Известно также, что существует пороговый ток на пятно, ниже которого эмиссия электронов не происходит. Эмпирическое соотношение для порогового тока, полученное Кесаевым [21], имеет вид: $i_{п} \sim T\lambda^{1/2}$, где T — температура кипения металла катода; λ — теплопроводность. Проведенные по этой формуле оценки показывают, что пороговые плотности тока на пятно для различных материалов имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} \text{Al} - j_{п} &\sim 3-5 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2; & \text{Cu} - j_{п} &\sim 7-8 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2; \\ \text{Fe} - j_{п} &\sim 10^6 \text{ A/cm}^2. \end{aligned}$$

При оценках плотностей тока размеры катодных пятен считали равными $\sim 10^{-2}$ см [12].

Ниже приведены экспериментальные результаты для времен запаздывания формирования катодного пятна в зависимости от величины внешнего поля F_0 для алюминиевых электродов:

E_0 , кВ/см.....	4	8	10	12	14
τ_3 , нс.....	90	60	50	30	20

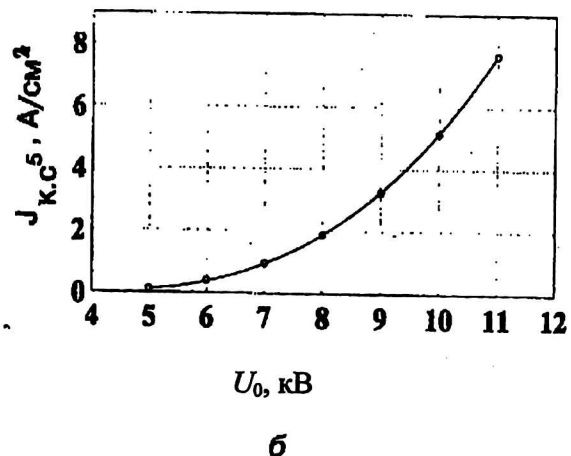
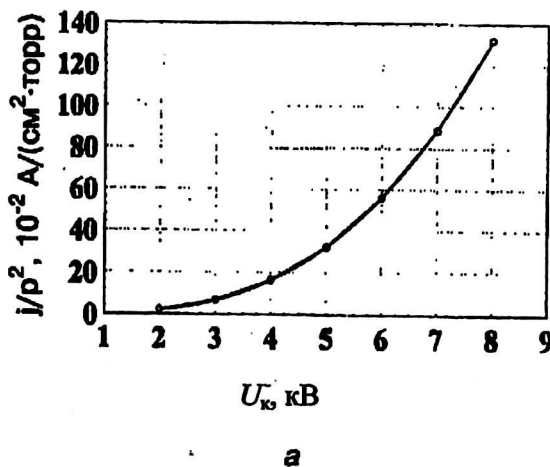


Рис. 8. Зависимости:
а — отношения j/p^2 от напряжения в катодном слое U_K ;
б — плотности тока разряда на катод j_K от приложенного внешнего поля U_0 .

Из приведенного выше следует, что времена запаздывания уменьшаются с ростом прикладываемого к электродам пробойного поля.

Обнаружено также, что замена алюминиевых электродов на стальные увеличивает время запаздывания формирования КП, что связано с разной работой выхода материала электродов [14], тем самым увеличивается время однородного горения ОР.

Закон подобия позволяет также оценить U_k для различных материалов электродов: Al — $U_k \sim 5 \cdot 10^3$ В; Cu — $U_k \sim 7 \cdot 10^3$ В; Fe — $U_k \sim 10^4$ В.

С ростом работы выхода материала катода катодное падение потенциала возрастает, т. е. для взрыва микроострия на катоде требуется большее падение потенциала, соответственно и поля E_k . Действительно, из литературных данных известно, что длина установления катодного падения потенциала при атмосферном давлении ме-

няется в пределах $l_k \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ см [12]. Тогда напряженность электрического поля в катодном слое E_k меняется в пределах $10^5 \div 10^6$ В/см. Такие поля позволяют привлечь процессы термоавтоэмиссии для объяснения механизма контракции ОР в искровой канал. Время установления слоя прикатодного падения потенциала определяется временем дрейфа электронов на длине l_k и для случая $U_k \ll U_0$ имеет вид [4]

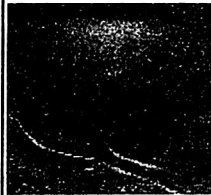


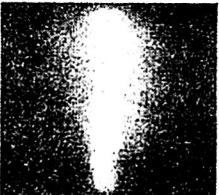

$$t_k = l_k / v,$$

где $v = 7,62 \cdot 10^5 E/p$ [см/с] — скорость дрейфа.

Считая $l_k \sim 10^{-2}$ см, а скорость дрейфа при рассматриваемых полях изменяющейся в пределах $v \sim 10^6 \div 10^7$ см/с, получим для $t_k \approx 10^{-8} \div 10^{-9}$ с.

Полученные результаты для t_k удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными по временам запаздывания катодных пятен, представленным выше.

ОБОБЩЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

Параметры	Характерные стадии разряда (He (99,985), $p = 760$ торр, $d = 1$ см, $D = 4$ см)				
	Лавинная стадия	Стримерная стадия	Стадия объемного горения	Контрагированный разряд	Сильноточный диффузный режим
I , А	$10^{-3} - 10^{-2}$	10^{-1}	280	650	400
J , А/см ²	10^{-2}	10	40	$10^4 - 10^5$	$10^2 - 10^3$
n_e , см ⁻³	10^{11}	$10^{12} - 10^{13}$	10^{14}	10^{17}	$(1-5) \cdot 10^{16}$
τ_f , нс	360	300	20	15	5-8
τ_r , мкс	—	0,3	1,2	—	1-3
R , Ом	$> 10^6$	$\sim 10^4$	30	5	10-15
σ , Ом ⁻¹ ·см ⁻¹	$10^{-5} - 10^{-4}$	10^{-3}	10^{-2}	60	2-5
W , Дж/см ⁻³	—	10^{-2}	10^{-1}	0,8	$\approx 0,5$
n_0 , см ⁻³	—	—	10^8	—	10^8
E_0 , кВ/см (W , %)	$\leq 5,6$ (86)	6 (100)	8 (160)	9 (200)	12 (300)
Отличительные особенности горения	Слабое диффузное свечение	Отдельные плазменные образования	Однородное горение, U_r , I , n_e , $R = \text{const}$	Равновесная изотермическая плазма	Практически отсутствует контракция
Картины свечения промежутка					

Примечание. I , А — измеренные значения силы тока разряда; j , n_e — критические значения плотности тока и концентрации электронов, соответственно, на различных стадиях для различных механизмов пробоя; τ_r , мкс — длительности однородного горения ОР; τ_f , нс — времена формирования пробоя; R , Ом — сопротивление промежутка при соответствующих значениях отношения E/p ; W , Дж/см⁻³ — удельный энерговыход в разряд; n_0 — начальная концентрация электронов.

Обобщенные результаты экспериментального исследования импульсного самостоятельного разряда в гелии при давлениях порядка атмосферного представлены выше в таблице: характерные стадии горения; критические параметры, выше которых для разряда характерна смена механизма пробоя; отличительные особенности их горения; картины свечения промежутка и т. д. в широком диапазоне изменения начальных условий.

Заключение

С помощью электрических, оптических и спектральных методов исследования получены экспериментальные результаты, поясняющие как особенности формирования КП, так и характер контракции ОР в He в искровой канал. Показано, что устойчивость однородного горения ОР определяется начальными условиями (внешним полем, давлением газа в промежутке, формой электродов и т. д.), т. е. параметры электрической цепи питания, плотности рабочего газа, величины E/P , n_e , $j_{кр}$, энергозатрат в разряд должны быть меньше определенных верхних пределов.

Выполненные исследования показывают, что в широком диапазоне плотностей токов и длительностей горения разряда, процесс контракции происходит за счет прорастания высокопроводящих каналов со стороны электродов ($v_k \sim 10^6$ см/с). При этом роль инициирующих факторов для развития процесса контракции играют катодные и анодные пятна.

*Работа выполнена в Дагестанском госуниверситете при частичной финансовой поддержке программы "Университеты России".
Проект УР 01.01.043.*

Self-maintained volumetric discharge in helium of atmospheric pressure

O. A. Omarov, V. S. Kurbanismailov, N. A. Ashurbekov
Dagestan State University, Makhachkala, Republic of Dagestan

The results of the experimental research of process of formation and contragire of the volumetric discharge (VD) in helium are given by pressure about atmospheric, initiated by UV-radiation for the various initial conditions of its ignition. The spectra of radiation both for volumetric and contragiral discharges for various materials of electrodes are investigated, and also with application of EOT (Electrooptical transducer) shooting; the results explaining both features of formation cathode spots, and character contragire of VD in the spark channel are received at various ways of creation of initial concentration of electrons.

Литература

1. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах: Пер с англ./Под ред. Н. А. Капцова. — М.: Гостехиздат. 1950. — 672 с.
2. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. — М.: ИЛ, 1960. — 600 с.
3. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах: Пер с нем./Под ред. В. С. Камелькова. — М.: Мир. 1968. — 390 с.
4. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. — Новосибирск: Наука. 1982. — 255 с.
5. Бройтман А. П., Омаров О. А., Рухадзе А. А.: Препринт/ФИАН. 1984. № 197. — 54 с.
6. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. — М.: Атомиздат. 1975. — 275 с.
7. Месяц Г. А., Королев Ю. Д./УФН. 1986. Т. 148. Вып. 1. С. 100—118.
8. Карнюшин В. М., Солоухин Р. И. Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах. — М.: Атомиздат. 1981.
9. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. и др. Объемные разряды, применяемые для накачки эксимерных лазеров. В кн.: Лазерные системы. — Новосибирск: Наука. 1980. С. 14—29.
10. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А./У ВК по ФГР: Тез. докл. — Омск. 1990. С. 67—68.
11. Велихов Е. П., Писменный В. Д., Рахимов А. Т./УФН. 1977. Т. 122. С. 419—447.
12. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. — М.: Наука. 1991. — 224 с.
13. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А./ТВТ. 1995. Т. 33. № 3. С. 346—350.
14. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Гаджиев А. З., Омарова Н. О./ЖПС. 1992. Т. 27. С. 456—460.
15. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Тимофеев В. Б./ТВТ. 1989. Т. 56. № 3. С. 1221—1223.
16. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Хачалов М. Б./Измерительная техника. 1989. № 3. С. 30—31.
17. Lawler I. E. O./Phys. Lett. 1977. V. 69a. P. 448.
18. Александров Н. Л./ЖТФ. 1980. Т. 50. — 481 с.
19. Борисов В. М., Новиков В. П., Христофоров О. Б./ТВТ. 1986. Т. 24 № 6. С. 1072—1078.
20. Клименко К. А., Королев Ю. Д./ЖТФ. 1990. Т. 60. № 9. С. 138—142.
21. Кесаев Н. Г. Катодные процессы электрической дуги. — М.: Наука, 1968. — 258 с.