

04

© 1990 г.

ПОПЕРЕЧНАЯ ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ДИФФУЗНЫХ РАЗРЯДОВ

*А. И. Павловский, М. А. Воинов, В. В. Горохов,
В. И. Карелин, П. Б. Ретин*

Приведены результаты исследования высоковольтного (до 500 кВ) диффузного разряда наносекундного диапазона в промежутке, образованном провололочкой (до 1.2 м), параллельной плоскости. Обнаружен регулярный характер поперечной многоканальной структуры разряда. По мере удаления от катодной провололочкой каналы сливаются, однако регулярный характер структуры сохраняется. Установлено, что однородность разряда улучшается при увеличении скорости нарастания поля на катоде. Показано, что при высокой эмиссионной способности катода регулярная канальная структура разряда обусловлена развитием неустойчивостей на границе образующейся прикатодной плазмы. Слияние каналов объясняется электрическим взаимодействием в фазе перемыкания промежутка. Использование провололочек в качестве катодов позволяет отказаться от принудительного ограничения токов в отдельных каналах в устройствах предионизации и накачки газовых лазеров и упростить конструкцию крупномасштабных установок.

Введение

Объемные формы высоковольтного разряда наносекундного $t \sim 100$ нс диапазона широко используются для предварительной ионизации и накачки газовых лазеров с самым различным составом активной среды и других целей [1-11]. Однако детальные исследования диффузного (неконтрагированного) разряда в плотных газах ограничены диапазоном малых промежутков $d \leq 0.5$ см с однородной или слабонеоднородной геометрией электрического поля при относительно невысоких напряжениях [10, 11]. В лазерах исследования разряда сводятся в основном к изучению его свойств в направлении поля и практически не затрагивают важнейшей характеристики — поперечной пространственной структуры. Этот вопрос рассматривается с точки зрения контракции разряда в результате развития лавино-стримерных переходов в стадии формирования либо в результате развития неустойчивостей в последующих фазах первоначально однородного разряда [6, 12, 13]. Известно, что перенапряженный наносекундный разряд может иметь многоканальную структуру, однако, как отмечается в [10, 11, с. 142], причина ее образования не выяснена. Не известно также влияние на структуру геометрии промежутка и состава газа. Не выявлены параметры, изменяя которые можно обеспечить заданную структуру или бесструктурный разряд. Разработка многочисленных газолазерных устройств требует ясности в этих вопросах.

Большой интерес представляют исследования разряда в резконеоднородном поле электродной системы «проволочка, параллельная плоскости». Такая геометрия является оптимальной для изучения поперечной структуры. С другой стороны, модификации системы проволочка—плоскость используются в электро-разрядных CO_2 лазерах, эксимерных и химических лазерах, плазмохимических установках и других устройствах [1, 5, 7-9, 14]. Информация в высоковольтном разряде в такой геометрии отсутствует.

Настоящая работа посвящена исследованиям наносекундного диффузного разряда в промежутке отрицательно заряженной проволоочки — плоскость. Цель работы — изучение поперечной пространственной структуры, основных электрических характеристик и разработка физической модели высоковольтного разряда в установках [2-5, 8, 9]. В этой связи характерные размеры электродной системы, напряжения и токи выбраны близкими к соответствующим параметрам этих установок. Результаты исследований могут быть использованы также при разработке лазеров других типов и устройств, предназначенных для получения низкотемпературной слабоионизованной плазмы в больших объемах.

Экспериментальная аппаратура

Экспериментальный стенд включал 10-каскадный генератор импульсных напряжений (ГИН) и разрядный промежуток, образованный проволоочкой (катод), параллельной плоскому профилированному по краям аноду. Длина проволоочки $l=1.2$ м, диаметр $D=0.1 \dots 0.5$ мм, материал — вольфрам, тантал, медь

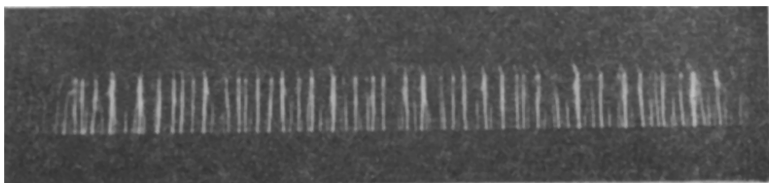


Рис. 1. Интегральная фотография разряда.

$\phi D=0.15$ мм (W), $l=1.2$ м, $d=7.5$ см, $U_3=40$ кВ, воздух $p=10^5$ Па.

или нихром. Длина анода 1 м, полная ширина 18.5 см, материал — сталь. Межэлектродное расстояние $d=7.5 \dots 13$ см. ГИН выполнен по схеме Аркадьева—Маркса. Внутреннее сопротивление генератора 25 Ом, емкость в ударе $C=0.47$ нФ, зарядное напряжение каскада $U_2=25 \dots 50$ кВ, крутизна импульса выходного напряжения $dU/dt=5 \cdot 10^{13}$ В·с⁻¹. На этом стенде исследованы характеристики

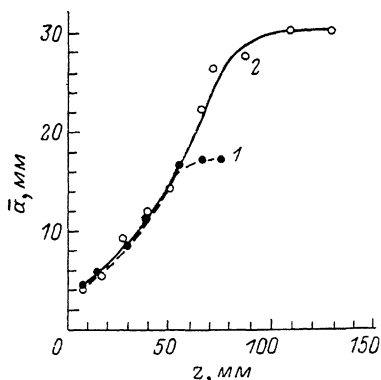


Рис. 2. Зависимость среднего расстояния \bar{a} между каналами от z .

1, — $a=7.5$, 2 — 13 см. Остальные условия такие же, как и на рис. 1.

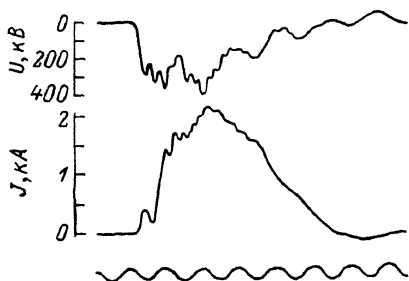


Рис. 3. Осциллограммы импульсов напряжения и тока для условий рис. 1.

Масштаб времени 50 МГц.

разряда в воздухе при атмосферном давлении в зависимости от U_3 , d , ϕD и материала катода, а также от сопротивления, вводимого в контур последовательно промежутку ($R=12, 25, 51$ Ом), и влияние геометрии подключения напряжения к катоду. Влияние l изучалось на аналогичном стенде: 4-каскадный ГИН, $C=1.2$ нФ, $dU/dt=8 \cdot 10^{12}$ В·с⁻¹. Исследование влияния состава газа проведено на установках [3, 8]. Использовались CO_2 , N_2 , SF_6 , He и смеси CO_2-N_2-He при давлении $p=10^4 \dots 10^5$ Па в зависимости от рабочего газа.

Во всех опытах поддерживался диффузный многоканальный аperiодический режим горения разряда. Такой режим обеспечивался при плотности тока с про-

волочки $j \leq 10^8 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. При увеличении j происходил перехват тока одним из каналов и разряд контрагировался.

В экспериментах регистрировались напряжения на катоде высоковольтными малоиндуктивными делителями напряжения, анодный ток резистивными шунтами, излучение разряда в диапазоне $\lambda = 240 \dots 1200 \text{ нм}$ фотоэлементом СДФ7 и фотоумножителями 14ЭЛУФС и 14ЭЛУФК. Для осциллографирования использовались скоростные регистраторы СРГ5 и 6ЛОР-04М. Вре-

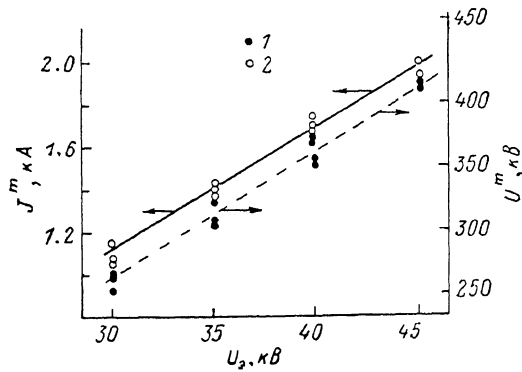


Рис. 4. Зависимость U^m (1) и J^m (2) от зарядного напряжения ГИИ.

$\varnothing D = 0.2 \text{ мм}$ (W), $l = 1.2 \text{ м}$, $d = 11.5 \text{ см}$, воздух $p = 10^6 \text{ Па}$.

менное разрешение систем регистрации не хуже 3 нс. Одновременно фотографировалось интегральное свечение разряда. Пространственное разрешение структуры 0.5 . . 3 мм.

Результаты эксперимента

Разряд в промежутке проволочка—плоскость представляет собой ряд параллельных каналов, образующих регулярную структуру (рис. 1). Вблизи проволочки, в плоскости, перпендикулярной ее оси, каналы расположены центральносимметрично. По мере удаления от катода симметрия нарушается:

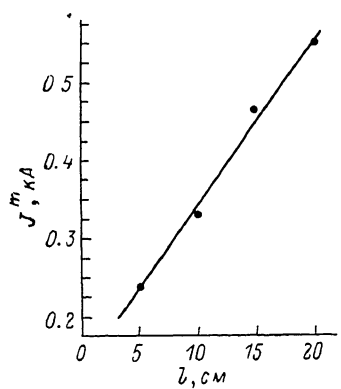


Рис. 5. Зависимость J^m от длины проволочки.

$\varnothing D = 0.3 \text{ мм}$ (Ta), $d = 5.5 \text{ см}$, $U_2^0 = 40 \text{ кВ}$, воздух $p = 10^6 \text{ Па}$.

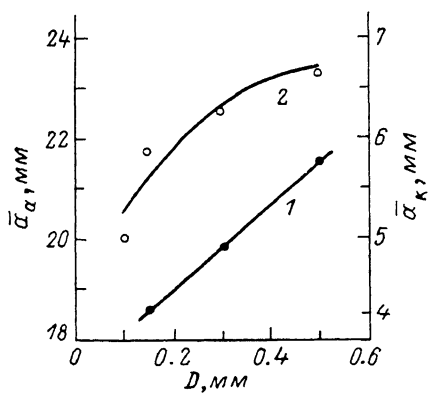


Рис. 6. Зависимость \bar{a}_k (1) и \bar{a}_a (2) от диаметра проволочки.

$d = 11.5 \text{ см}$. Остальные условия такие же, как на рис. 1.

во всех направлениях, кроме анодного, каналы либо обрываются, либо отклоняются в сторону анода. С приближением к аноду расстояние a (z) между каналами (ось z направлена от катода) возрастает, однако отклонение a (z) от среднего значения \bar{a} (z) подчиняется нормальному закону и регулярный характер поперечной структуры сохраняется (рис. 2). При $z \approx 0.7d$ на кривой \bar{a} (z) наблюдается перегиб. На краях промежутка каналы расположены вдоль силовых линий поля.

Диаметр каналов вблизи катода 1 . . 2 мм. С увеличением z их поперечные размеры возрастают. Прямолинейные каналы, перемыкающие промежутки, имеют вид, близкий к конусному с диаметром основания 10 . . 20 мм в зависимости от d . Яркость этих каналов примерно одинакова и превышает яркость соседних искривленных каналов. Свечение каналов по длине неоднородно: яркость падает с увеличением z . Для каналов, перемыкающих промежутки.

характерно наличие на катоде ярких сгустков диаметром не более 0.5 мм. Спектр излучения разряда сосредоточен в области $\lambda=300 \dots 400$ нм.

Типичные осциллограммы напряжения на катоде $U(t)$ и анодного тока $I(t)$ приведены на рис. 3. Небольшой пик в левой части $J(t)$ обусловлен током смещения. Отметим, что максимальное напряжение на проволочке реализуется после переключения промежутка. Для данных рис. 1, 3 средний максимальный ток в каналах вблизи катода $\bar{i}_c=(I \cdot \bar{a}_c)/l=9$ А, на аноде $\bar{i}_a=(I \bar{a}_a)/l=40$ А, где $a_c=a(z \simeq r)=4.3 \pm 1.7$ мм, $a_a=a(z=d)=17.3 \pm 4$ мм. Плотность электронов в каналах до $n \simeq 10^{14}$ см⁻³. Длительность излучения примерно совпадает с длительностью тока.

Установлено, что вариации U_s при фиксированных $d, \phi D, l$ не оказывают влияния на характер структуры и расстояние между каналами. Максимальное напряжение U^m , реализуемое на катоде, J и производная dJ/dt на фронте импульса с увеличением U_s возрастают линейно (рис. 4). Производная напряжения dU/dt и задержка t_s между моментом приложения напряжения и началом тока проводимости при этом остаются постоянными $dU/dt=5 \cdot 10^{13}$ В·с⁻¹, $t_s=9$ нс. Яркость каналов возрастает. Влияние геометрии подключения напряжения от ГИИ к проволочке (двухстороннее или одностороннее) не обнаружено. Характер структуры и $\bar{a}(z)$ не меняются и при изменении длины проволочки. В диффузном режиме при $U_s=\text{const}$ ток прямо пропорционален l (рис. 5); dU/dt и U^m постоянны. При этом форма импульса напряжения до $t=t(U^m)$ от l практически не зависит, однако длительность спада напряжения обратно пропорциональна l . Влияние R на $a(z)$ также не обнаружено. Увеличение d при постоянном U_s ведет к линейному росту U^m ($dU/dt=\text{const}$) и снижению тока, характер зависимости $\bar{a}(z)$ не изменяется (рис. 2). Не обнаружено также влияние нарушения начального микрорельефа поверхности катода после обработки проволочки или отдельных ее участков абразивом. Изучение влияния материала катода на характеристики разряда показало, что это влияние связано в основном с отличием удельного сопротивления используемых материалов и аналогично подключению R сводится к уменьшению тока за счет увеличения сопротивления контура.

В экспериментах обнаружена зависимость $a(z)$ от диаметра проволочки (рис. 6). Для $\phi D \leq 0.1$ мм экспериментальные значения a_c отсутствуют, так как в этом случае канальную структуру вблизи катода разрешить не удалось. Сравнение осциллограмм показало, что на $U(t)$ и $J(t)$ диаметр проволочки влияния не оказывает. Осциллограммы тока и напряжения, полученные для различных ϕD , практически совпадают. Обнаружена также зависимость $a(z)$ от dU/dt . При уменьшении dU/dt расстояние между каналами возрастает. Так, при $dU/dt=8 \cdot 10^{12}$ В·с⁻¹, $\phi D=0.2$ мм (Та), $d=5.5$ см, $l=20$ см, $U_s=40$ кВ, $I=550$ А, $t_s=30$ нс, расстояние между каналами равно $\bar{a}_c=8 \pm 3.5$ мм, $\bar{a}_a=14 \pm 4.2$ мм.

При изучении влияния газовой среды установлено, что в исследуемых газах расстояние между каналами уменьшается при зажигании разряда последовательно в SF₆, CO₂, N₂, He, а в смесях — с увеличением доли He.

Физическая модель

Хаотическая многоканальная структура самостоятельных разрядов в однородных полях связывается с неравномерностью распределения иницирующих электронов и центров автоэмиссии на катоде [10]. Объяснение результатов настоящей работы в рамках этой гипотезы требует заданного в макроскопическом масштабе периодического распределения иницирующих электронов и автоэмиссионных центров, что не соответствует начальным условиям экспериментов, и в данном случае предположений [10] недостаточно. Логичнее предположить начальную макроскопическую однородность эмиссионных свойств катода и появление регулярно расположенных эмиттирующих центров в результате развития разряда.

Помимо внешнего поля, структура разряда может быть обусловлена действием потенциальных и вихревых полей, развивающихся в промежутке пространственных зарядов и магнитных полей токов. Однако оценки сверху показали, что в любой фазе разряда влиянием вихревых и магнитных полей можно пренебречь. При преимущественном влиянии потенциальных полей пути про-

текания тока формируются в фазе перемигания промежутка стримерными каналами. Такой механизм формирования типичен для перенапряженных разрядов при больших pd [15]. Отметим также, что потенциальные поля в головках каналов сравнимы с внешним, а в большей части резконеоднородных промежутков превышают его. Рассмотрим основные фазы разряда.

Э м и с с и я п е р в и ч н ы х э л е к т р о н о в. Основной тип эмиссии в высоковольтных разрядах автоэлектронный. Для катодов, поверхность которых специально не обрабатывалась, напряженность поля, при которой автоэлектронная эмиссия становится заметной, составляет $E_s = 10^5 \dots 10^6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ [11, 16]. Время, за которое в условиях экспериментов поле на катоде $E(r)$ достигает E_s , равно $t = 10^{-10} \dots 10^{-9} \text{ с}$.

Л а в и н н о е р а з м н о ж е н и е э м и т т и р о в а н н ы х э л е к т р о н о в. В зависимости от плотности эмиссионного тока j и напряженности поля возможны два предельных случая развития разряда в этой фазе. Лавины могут либо перейти в отдельные стримеры, либо перекрыться, образовав вблизи катода слой ионизованного газа с отрицательно заряженной внешней границей. В первом случае, как и в [10], поперечная структура в большей степени будет обусловлена распределением центров эмиссии. Во втором случае важную роль должны играть процессы, протекающие в прикатодной плазме. Найдем плотность тока j_c , необходимую для формирования слоя ионизованного газа в предположении однородного поля. Полагая, что каждый эмиссионный электрон инициирует отдельную лавину, для объемной плотности лавин N имеем

$$N = \frac{j_c}{ev_s}, \quad (1)$$

где v_s — скорость эмиссионных электронов.

В единичном сечении, перпендикулярном полю, число лавин равно $N^{1/2}$ и условие их перекрытия есть

$$\pi N^{1/2} r_x^2 \geq 1, \quad (2)$$

где r_x — радиус лавины.

Ограничивая r_x максимальной величиной, равной радиусу в момент лавино-стримерного перехода $r_x \approx (2\alpha)^{-1}$ [17], где α — коэффициент понижения Таунсенда, и приравнивая v_s дрейфовой скорости электронов v , из (1), (2) находим

$$j_c \geq 8\pi^{-3/2} ev_s \alpha^3. \quad (3)$$

При переходе к цилиндрической геометрии катода условия образования слоя облегчаются. Это связано с резким уменьшением α и $v(E)$ при увеличении z . Поэтому (3) позволяет дать верхнюю оценку j_c . Полагая для оценок $E(r) = E_s = 10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ и используя соответствующие значения $\alpha = 1.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, $v = 5 \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ для воздуха [10, 18], из (3) имеем $j_c = 3 \cdot 10^{-2} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Для заданной $E(r)$ плотность тока автоэмиссии, вычисленная по формуле Фаулера—Нордгейма, превышает j_c при коэффициенте усиления поля на микроостриях катода $\mu = 130$ и работе выхода электронов $\varphi = 4 \text{ эВ}$. Для реальных катодов $\mu = 10 \dots 1000$, а φ может снижаться до 0.1 эВ [11]. Увеличение $E(r)$ ведет к необходимости повышения j_c . Однако зависимость тока автоэмиссии от E более крутая, чем зависимость (3), и с увеличением $E(r)$ требуемое μ резко падает до 1. Поэтому в данных экспериментах перекрытие лавин и образование слоя ионизованного газа представляется весьма вероятным.

П е р е х о д с л о я в п л а з м е н н о е с о с т о я н и е. Лавинное размножение электронов и одновременное увеличение длины слоя за счет дрейфа электронов ведут к образованию плазмы. Условие перехода можно записать в виде

$$vt_n \approx r_D, \quad (4)$$

где t_n — время формирования плазмы, $r_D = ((kT)/4\pi e^2 n)^{1/2}$ — дебаевский радиус экранирования электронов, kT — эффективная температура.

Для однородного поля выражение (4) с учетом размножения эмиссионных электронов сводится к трансцендентному уравнению

$$\left(\frac{kT}{4\pi} \frac{ev}{j}\right)^{1/2} = vt_n \exp\left(\frac{avt_n}{2}\right). \quad (5)$$

Из (5) следует, что основным фактором, влияющим на t_n , является напряженность поля, задающая t_n через α (E) и v (E). От kT и плотности тока t_n зависит слабо. Подстановка численных значений показала, что в широком диапазоне $j=10^{-3}$...1 А·см⁻² время образования плазмы примерно постоянно и составляет $t_n \sim 10^{-10}$ с.

Развитие пространственных возмущений. До перехода ионизованного газа в состояние плазмы отрицательный заряд, сосредоточенный на внешней границе оболочки, мал по сравнению с поверхностным зарядом катода и поле на границе оболочки определяется потенциалом катода и геометрией промежутка. Флуктуации n и пространственные возмущения границы на распределение поля влияния не оказывают. Плазма экранирует поверхностный заряд катода. Пространственное возмущение с характерным размером, большим r_D , нарушает эквипотенциальность границы слоя плазмы. Последующее перераспределение поверхностного заряда стремится восстановить эквипотенциальность. Этот процесс осуществляется повышением поверхностной плотности электронов в головке возмущения за счет тока из близлежащих областей. Поле в головке усиливается, что ведет к локальному повышению α . Смещение электронов вызывает ослабление поля в прилегающей к головке возмущения области. Скорость распространения искажения потенциала порядка скорости света c , следовательно, развитие соседних возмущений более вероятно на расстояниях, не меньших ct_p , где t_p — время, в течение которого поле в головке развивающегося возмущения усилится настолько, что компенсирует ослабление поля, обусловленного соседними возмущениями. Поэтому при статистическом характере флуктуаций и одинаковом механизме развития ионизации неустойчивости образуются на поверхности плазмы квазирегулярную структуру с характерным масштабом $a_p \sim ct_p$. Стримеры в данном случае «привязаны» к возмущениям на поверхности плазмы, а не к инициирующим стартовым электронам. В конечном итоге это обеспечивает регулярную структуру разряда.

Теоретическое изучение устойчивости плоской бесконечной границы идеально проводящей плазмы в силовом поле, перпендикулярном границе, проводилось неоднократно [17, 19]. Показано, что граница плазмы неустойчива к пространственным возмущениям и характерное время развития неустойчивостей обратно пропорционально напряженности поля на границе $\tau_n \propto E_r^{-1}$, т. е. с учетом прямой пропорциональности $\tau_n \propto t_p$ расстояние между каналами на поверхности плазмы

$$a_r \sim E_r^{-1}. \quad (6)$$

Учет конечной проводимости плазмы ограничивает минимальный размер длины возмущений дебаевским радиусом; возмущения с меньшей длиной волны стабилизируются.

В рамках модели можно объяснить экспериментальные зависимости \bar{a}_k . К моменту формирования неустойчивостей поле на границе слоя примерно равно

$$E_r \simeq E(z=r+vt_n) \simeq \frac{r}{r+vt_n} \left(E_0 + \frac{dE(r)}{dt} t_n\right), \quad (7)$$

где $(dE(r))/dt \simeq (dU/dt)(1/r \ln(d/r))$, причем для условий экспериментов слабые в (7) сравнимы по величине.

Выражение (7) имеет минимум по r . Подстановка численных значений дает для критического радиуса катода $r_{\min} \simeq 5 \cdot 10^{-3}$ см. В экспериментах использовались проволоки с $r > r_{\min}$. С учетом (6) это объясняет увеличение \bar{a}_k с ростом $\varnothing D$. Логарифмическая зависимость $E_r(d)$ позволяет объяснить отсутствие заметных изменений \bar{a}_k при вариациях d . С моделью согласуются и другие результаты: увеличение \bar{a}_k при уменьшении $(dE(r))/dt$, отсутствие зависимости \bar{a}_k от l , U^m , I , а с учетом слабой зависимости E_0 для загрязненных поверхностей и зависимость от материала катода.

Влияние газового состава на структуру может быть объяснено повышением эффективного коэффициента ионизации при переходе от SF₆ к He при примерно

постоянной напряженности поля. Рост α ведет к уменьшению r_b и, как следствие, к уменьшению длины волны возмущений.

Слияние стримерных каналов. Стримеры будут распространяться прямолинейно, если взаимное искажение потенциала перед головками соседних каналов запаздывает, т. е. выполняется условие

$$\Delta z < \frac{av_{\kappa}}{c} = \Delta z_m,$$

где v_{κ} , Δz — скорость распространения и разность длин каналов.

Статистический разброс возникновения неустойчивостей и несимметрия поля обуславливают разность длин $\Delta z > \Delta z_m$ и появление поперечной компоненты поля перед головками запаздывающих стримеров. Простейшей аналогией взаимодействия каналов является взаимодействие жестко закрепленных на одной линии электрических диполей разной длины. Точное описание требует учета распределения зарядов по длине каналов [17].

По мере удаления от катода интенсивность взаимодействия между стримерами уменьшается. С другой стороны, взаимодействие головок с полем зеркального изображения на аноде растет пропорционально величине $(d-z)^{-2}$ [20]. Повидимому, этим объясняется перегиб на кривой $\bar{a}(z)$ (рис. 2).

Конечная скорость распространения потенциала обуславливает градиент напряжения dU/dx по длине проволочки, что ведет к неодновременности начала эмиссии. Граница области формирования плазменного слоя отслеживает продвижение потенциала $U_s \simeq E_s r \ln(d/r)$ с запаздыванием t_p . В этом случае разность длин каналов следует отсчитывать от поверхности конуса с углом $\beta = \arctg(v_i/c)$.

Учет импеданса проволочки и расстояния x до точки подключения напряжения показал, что с увеличением x расстояние между каналами должно возрастать. Это связано с уменьшением $U(x)$ и $(dU(x, t))/dt$. Однако для параметров импульса напряжения и электродной системы, используемых в экспериментах, заметное снижение напряжения и крутизны будет наблюдаться при $x = 5 \dots 10$ м.

Влияние предварительной ионизации

В мощных лазерах разряд формируется в предварительно ионизованной среде. В этой связи представляет интерес выяснить влияние предьонизации на поперечную структуру разряда. Поляризация начальной плазмы изменяет характер распределения поля в промежутке. Используя теорему Гаусса для поверхностного заряда катода и положительного пространственного заряда прикатодного слоя, образующегося при поляризации, можно показать, что

$$E(r, t) = \frac{-U(t) - \pi en^0 (r + \delta)^2 \left[2 \ln \left(\frac{d}{r + \delta} \right) + 1 \right] + \pi en^0 \left(2 \ln \frac{d}{r} + 1 \right) r^2}{r \ln \frac{d}{r}}, \quad (8)$$

где n^0 — начальная концентрация электронов, δ — длина прикатодного слоя.

Полагая $r, \delta \ll d$, рассмотрим два предельных случая: $r \gg \delta$, $r \ll \delta$. В первом случае

$$\frac{dE(r)}{dt} = - \frac{dU}{dt} + 4\pi en^0 \frac{d\delta}{dt}, \quad (9)$$

где $d\delta/dt = b E(\delta)$, b — подвижность электронов.

При подстановке (9) в (8) видно, что повышение n^0 ведет к усилению поля на катоде и с учетом (6) к уменьшению расстояния между каналами. Аналогичное влияние оказывает и увеличение подвижности электронов. Для $r \ll \delta$ получаем

$$\frac{dE(r)}{dt} = \frac{dU}{dt} + \frac{4\pi en^0 \ln \frac{d}{\delta}}{r \ln \frac{d}{r}} \cdot \delta \frac{d\delta}{dt}.$$

В этом случае $E(r)$ зависит и от δ в момент формирования неустойчивостей. Следовательно, предварительная ионизация оказывает действие, эквивалентное повышению крутизны импульса напряжения.

Заключение

Экспериментально установлена регулярность поперечной многоканальной структуры высоковольтного диффузного разряда в промежутке проволочка—плоскость. С удалением от катода каналы сливаются, однако регулярный характер структуры сохраняется. Однородность разряда улучшается при повышении скорости нарастания поля на катоде. Ток разряда прямо пропорционален длине проволочки.

Показано, что причиной формирования регулярной многоканальной структуры является развитие поперечных неустойчивостей на границе прикатодной плазмы, образующейся в начальной фазе разряда. Слияние каналов объясняется электрическим взаимодействием в фазе перемирания промежутка. Предварительная ионизация промежутка оказывает действие, эквивалентное повышению крутизны импульса напряжения.

Использование проволочек в качестве катодов позволяет отказаться от принудительного ограничения токов в отдельных каналах в устройствах предионизации и накачки газовых лазеров и упростить конструкцию крупномасштабных установок.

В заключение отметим, что характер разряда не должен значительно изменяться при переходе к однородной геометрии поля. Очевидно, что улучшение однородности поля уменьшает разброс каналов по длине и улучшает однородность разряда. Однако в промежутках со сплошными плоскими катодами макроскопические эмиссионные поля достигаются при более высоких напряжениях, для формирования неконтрагированного разряда требуются более высокие U и dU/dt либо специальные меры, увеличивающие эмиссионную способность катода. Представляется возможным также использование предложенной модели для описания многоканальной структуры наносекундного разряда по поверхности диэлектрика и разряда в вакуумных автоэмиссионных диодах [21, 22].

Список литературы

- [1] Вуд О. Р. // ТИЭР. 1974. № 3. С. 83—134.
- [2] Павловский А. И., Босамыкин В. С.; Карелин В. И., Никольский В. С. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 3. С. 601—603.
- [3] Басманов В. Ф., Босамыкин В. С., Горохов В. В. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 1. С. 128—130.
- [4] Павловский А. И., Басманов В. Ф., Босамыкин В. С. и др. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 2. С. 428—430.
- [5] Карелин В. И. // Тез. докл. II Всесоюз. совещ. по физике электрического пробоя газов. Тарту, 1984. С. 339—341.
- [6] Велихов Е. П., Баранов В. Ю., Летохов В. С. и др. // Импульсные CO_2 лазеры и их применение для разделения изотопов. М.: Наука, 1983. 304 с.
- [7] Газовые лазеры / Под ред. И. Мак-Даниеля и У. Нигэна. М.: Мир, 1986. 552 с.
- [8] Карелин В. И., Матюшенко В. И., Репин П. Б., Сизов В. Д. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 16. С. 965—967.
- [9] Босамыкин В. С., Гордон Е. Б., Горохов В. В. и др. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 7. С. 1489—1491.
- [10] Месяц Г. А., Бычков Ю. П., Кремнев В. В. // УФН. 1972. Т. 107. № 2. С. 201—228.
- [11] Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 256 с.
- [12] Оришач А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. // Газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1977. С. 298—303.
- [13] Нигэн В. Л. // Плазма в лазерах. М.: Энергоиздат, 1982. С. 261—312.
- [14] Громов Ю. А., Котляревский Д. М., Кананов С. Д. и др. // ПТЭ. 1979. № 4. С. 79—81.
- [15] Allen K. R., Philips K. // Electrical Rev. 1963. Vol. 173. P. 779—783.
- [16] Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Общие вопросы электродинамики газов. М.: ГИИТЛ, 1952. 432 с.
- [17] Лованский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [18] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия в дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [19] Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 430 с.

- [20] Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Электричество и магнетизм. М.: Мир, 1977. 300 с.
- [21] Дашук П. Н. // Тез. докл. II Всесоюз. совещ. по физике электрического пробоя газов. Тарту, 1984. С. 58—62.
- [22] Бабич Л. П., Павловская Н. Г., Эльяш С. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 5. С. 769—772.

Поступило в Редакцию
11 ноября 1984 г.
В окончательной редакции
11 ноября 1988 г.
