

УДК 537.523

НОРМАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ТОКА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ В КОРОТКИХ ПРОМЕЖУТКАХ

А. В. Азаров, С. В. Митько, В. Н. Очкин

Приводятся результаты экспериментального исследования катодных областей тлеющего разряда постоянного тока в аргоне, воздухе и гелии среднего давления. Обнаружено, что при малых разрядных промежутках, сопоставимых с длиной области отрицательного свечения, величина нормальной плотности тока может изменяться в несколько раз в зависимости от межэлектродного расстояния. Качественно обсуждены возможные причины явления.

В последние несколько лет внимание привлекают так называемые планарные и коаксиальные стационарные разряды с большой площадью электродов и малым межэлектродным промежутком. Они оказались удобными, в частности, в разработках мощных планарных (щелевых) непрерывных лазеров, работающих при средних ($\sim 10 - 100$ Торр) давлениях и для создания плазменных дисплеев [1 - 3].

Задача создания устойчивых разрядов такой геометрии при высоких удельных энергозатратах в настоящее время наиболее успешно решается с помощью поперечного ВЧ разряда, физика и техника которого изучены уже достаточно подробно [3 - 7].

Тлеющий разряд постоянного тока в планарной конфигурации при низких давлениях газа ($pd < 1$ Торр \cdot см, p - давление, d - расстояние между электродами) и положительный столб разряда среднего давления в длинной разрядной трубке также являются достаточно хорошо исследованными объектами [6 - 9] и давно применяются в микроэлектронной технологии и квантовой электронике. Значительно менее ясны возможности и свойства коротких разрядов постоянного и импульсного тока при средних и повышенных давлениях газа, хотя и имеются предложения по использованию их, в частности, для накачки лазеров на электронных переходах атомов [11 - 15].

К числу не выясненных относится вопрос о величине нормальной плотности тока j_n при малых межэлектродных расстояниях. Величина j_n определяет удельный энерговыход и поэтому является важной характеристикой. Для протяженных разрядов j_n не зависит от расстояния между электродами d [8]. Последнее однако не является очевидным в условиях, когда расстояние между электродами сопоставимо с протяженностью области отрицательного свечения разряда, т.е. прилегающей к катоду области наиболее яркого свечения.

В настоящей работе представлены результаты исследования зависимости j_n от d , p и сорта газа в разряде с плоскими электродами.

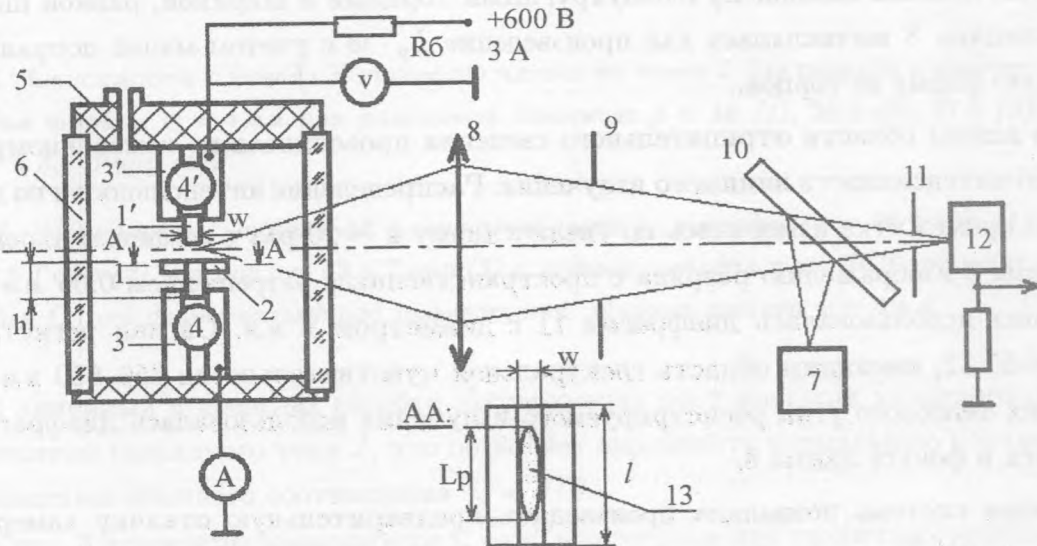


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – катод, 1' – анод; 2 – изолятор; 3, 3' – держатели электродов; 4, 4' – трубки водяного охлаждения; 5 – вакуумная камера; 6 – кварцевые смотровые стекла; 7 – микроскоп; 8 – линза; 9 – диафрагма; 10 – светоделительная пластинка; 11 – сканирующая диафрагма; 12 – ФЭУ; 13 – токовое пятно.

Схема установки представлена на рис. 1. Разряд зажигался между электродами, представляющими собой пластины длиной $l = 60$ мм, высотой $h = 11$ мм со сглаженными краями – 1, 1'. Использовались электроды с шириной $w = 4, 6$ и 8 мм. Для предотвращения заполнения разрядом боковых граней катода 1 они закрывались изолятором 2. Электроды зажимались в струбцинах 3, 3', которые одевались на медные трубки водяного охлаждения 4, 4'. Конструкция размещалась в вакуумной камере 5 со смотровыми кварцевыми окнами 6, 6'.

Исследовались разряды в аргоне с медным и железным катодами, воздухе с медным катодом и в гелии с медным и алюминиевым катодами в диапазоне $p = 2 - 100 \text{ Торр}$, $d = 0.18 - 4.5 \text{ мм}$. Величина зазора d между электродами 1, 1' выставлялась с помощью калиброванного щупа. Измерение величины зазора с точностью $\sim 0.05 \text{ мм}$ и проверка параллельности электродов производилась с помощью измерительного микроскопа 7.

Постоянное напряжение от источника питания $U < 600 \text{ В}$ подавалось на анод 1' через балластное сопротивление R , величина которого варьировалась в диапазоне 500–1200 Ом.

Площадь токового пятна на катоде при горении нормального тлеющего разряда определялась по измеряемой с помощью микроскопа 7 длине светящейся части разряда. Пятно имело вид полоски длиной L_p с полукруглыми торцами и шириной, равной ширине катода. Площадь S вычислялась как произведение $L_p \cdot w$ с учетом малой поправки на полукруглую форму ее торцов.

Оценка длины области отрицательного свечения проводилась по измеренному распределению интенсивности видимого излучения. Распределение интенсивности по длине разрядного промежутка измерялось по увеличенному в ~ 20 раз с помощью ахроматической линзы 8 изображению разряда с пространственным разрешением 0.05 мм . Для сканирования использовалась диафрагма 11 с диаметром 1 мм . Сигнал регистрировался ФЭУ-55 12, имеющим область спектральной чувствительности 350–650 нм. Для ограничения телесного угла регистрируемого излучения использовалась диафрагма 9, находящаяся в фокусе линзы 8.

Вакуумная система позволяла производить предварительную откачку камеры до давления $\sim 10^{-5} \text{ Торр}$, но было экспериментально установлено, что для воспроизводимости измерений достаточна откачка до давления $\sim 10^{-2} \text{ Торр}$. Использовались полированные обезжиренные электроды.

Приложение достаточно высокого напряжения ($\sim 400 - 600 \text{ В}$) приводит к зажиганию разряда. При увеличении тока разряда площадь катода, занятая разрядом, возрастает прямо пропорционально току, что соответствует классическому эффекту нормальной плотности (см., например, [8]). Пока весь катод не покроется разрядным пятном, напряжение горения слабо зависит от тока разряда, давления газа и величины межэлектродного расстояния d при изменении последнего. Например, в случае аргона оно составляет 185–190 В при изменении d в диапазоне 0.3–1 мм.

На рис. 2 приведены типичные зависимости площади токового пятна от силы разрядного тока для разряда с медным катодом в воздухе при различных давлениях газа.

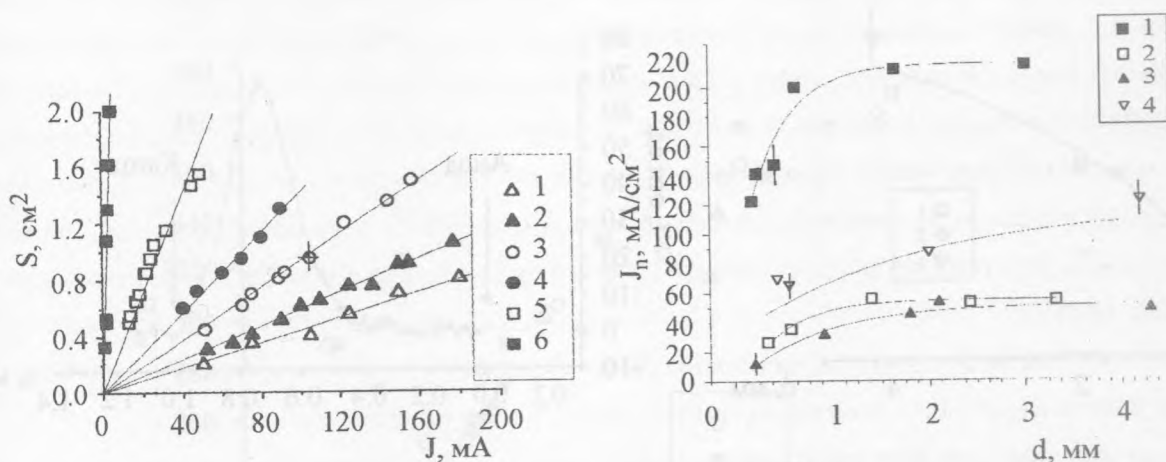


Рис. 2. Зависимость площади S токового пятна от тока J для разряда в воздухе с медным катодом ширины $w = 4$ мм при различных давлениях $p = 46$ (1), 36.8 (2), 27.6 (3), 18.4 (4), 9.2 (5) и 3.7 Торр (6).

Рис. 3. Зависимость нормальной плотности тока j_n в воздухе $p = 46$ Торр (1), в аргоне $p = 38.6$ Торр (2), в гелии $p = 43.6$ Торр (3) с медным катодом и $p = 70$ Торр с алюминиевым катодом (4) от длины разрядного промежутка. Ширина катода $w = 4$ мм.

Виден линейный в пределах ошибки эксперимента рост площади катодного пятна S с увеличением разрядного тока J , что позволяет определить нормальную плотность тока j_n с помощью обычного соотношения $j_n = J/S$.

На рис. 3 приведены зависимости j_n от d , полученные для различных комбинаций газ – материал катода при ширине электродов $w = 4$ мм. Из рисунка видно, что для всех рассмотренных газов нормальная плотность тока падает с уменьшением межэлектродного расстояния при малых разрядных промежутках. При увеличении межэлектродного расстояния j_n выходит на постоянное значение и перестает зависеть от d . Наибольшее значение нормальной плотности тока наблюдалось в разряде в воздухе при $p = 48$ Торр с медным катодом и составляло $210 \text{ mA}/\text{cm}^2$ при $d = 3$ мм и падало до $120 \text{ mA}/\text{cm}^2$ при уменьшении расстояния между электродами до $d = 0.18$ мм. Наиболее значительные изменения имели место в случае разряда в гелии при $p = 43.6$ Торр с медным катодом – от $10 \text{ mA}/\text{cm}^2$ при $d = 0.3$ мм до $40 \text{ mA}/\text{cm}^2$ при $d = 4$ мм.

На рис. 4 приведены зависимости j_n от d , полученные для разрядов в гелии при давлении $p = 70$ Торр при различной ширине алюминиевых электродов – 4, 6 и 8 мм. Как видно из рисунка, в пределах погрешности эксперимента нормальная плотность

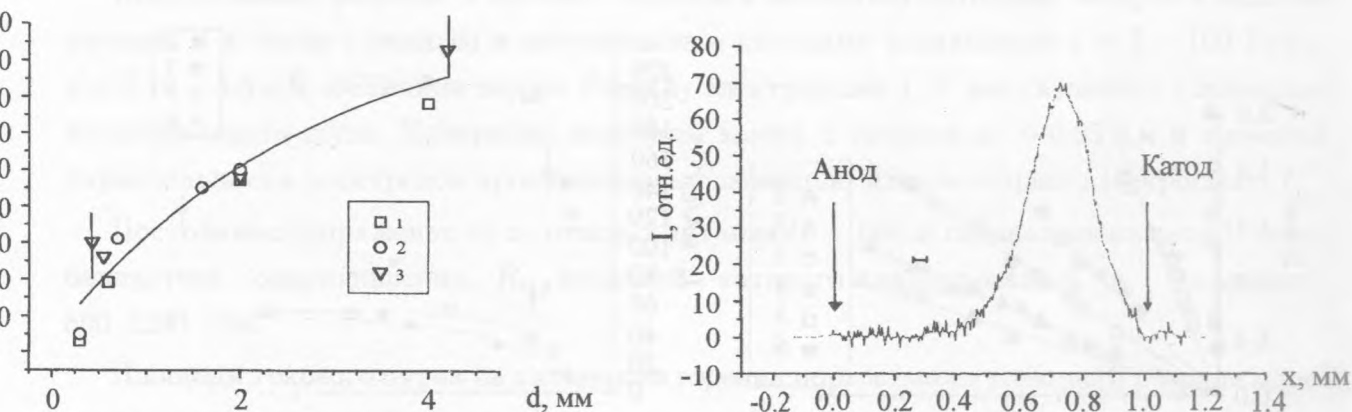


Рис. 4. Зависимость нормальной плотности тока j_n в гелии $p = 70$ Торр с алюминиевым катодом от длины разрядного промежутка при различной ширине катода $w = 6$ (1), 4 (2) и 8 мм (3).

Рис. 5. Распределение интенсивности свечения в разрядном промежутке длиной $d = 1$ мм при давлении аргона $p = 55$ Торр и токе $J = 100$ мА. Разрешение оптической системы $\delta = 0.05$ мм указано горизонтальным отрезком.

тока не зависит от ширины электрода.

На рис. 5 представлено типичное распределение интенсивности свечения разряда в аргоне с медным катодом при $d = 1$ мм, $p = 55$ Торр. Свечение гораздо ярче в области, прилегающей к катоду (отрицательное свечение), границе которого в данном случае соответствует расстояние $x = d = 1$ мм. Ширина распределения свечения на уровне половинной интенсивности составляет $\delta L \sim 0.3$ мм, по основанию – 0.6 мм. Эксперименты в различных условиях показали, что при $d > \delta L$ величина j_n практически не зависит от d . При $d < \delta L$ наблюдается описанная выше (рис. 3, 4) зависимость j_n от d . При малых d наблюдаемые границы разряда на аноде соответствуют таковым на катоде.

На рис. 6 приведен пример зависимости напряжения зажигания U от pd (кривая Пашена) для разряда в аргоне с медным катодом. Из таких данных определялись значения $(pd)_{min}$, соответствующие минимуму на кривой Пашена. Сравнительно большой ($\sim 15\%$) разброс напряжений пробоя обусловлен известным эффектом статистического запаздывания пробоя [15]. В наших экспериментах запаздывание достигало огромных по разрядным масштабам времен (25–30 сек), что связано с малым объемом межэлек-

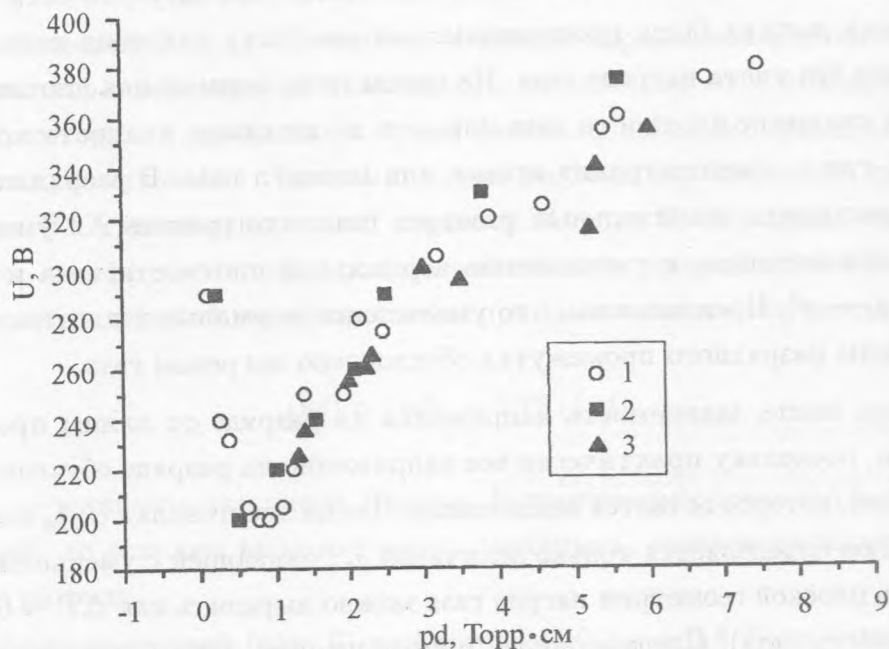


Рис. 6. Зависимость напряжения таунсендовского пробоя аргона между плоскими медными электродами ширины $w = 4$ мм от произведения pd (кривая Пашена), снятая при разной длине межэлектродного промежутка $d = 0.34$ (1), 0.57 (2) и 0.63 мм (3).

тродного промежутка.

В первую очередь обращает на себя внимание зависимость нормальной плотности тока j_n разряда от межэлектродного расстояния d (рис. 3, 4). Из рис. 3 видно, что при больших d , например, для аргона и воздуха в указанных условиях $d > 1$ мм, j_n является величиной постоянной и не зависит от d , что соответствует выводам теории, основанной на диффузионно-дрейфовом приближении, для больших разрядных промежутков [7]. При малых расстояниях, например для аргона и воздуха в указанных условиях $d < 1$ мм, наблюдается снижение нормальной плотности тока с уменьшением d . Насколько нам известно, подобное поведение ранее не отмечалось экспериментально и не обсуждалось теоретически.

Возможными причинами такой зависимости j_n от d могли бы быть изменение условий нагрева газа, краевой эффект и ограничение роста электронной лавины длиной разрядного промежутка.

Согласно выводам диффузионно-дрейфового приближения [7], справедливого для

длинных промежутков, для каждой пары газ – материал катода должна оставаться неизменной приведенная величина нормальной плотности тока j_n/p^2 , то есть нормальная плотность тока должна быть пропорциональна квадрату давления газа. Данный инвариант получен без учета нагрева газа. На самом деле, нормальная плотность тока пропорциональна квадрату плотности газа или, что то же самое, квадрату концентрации, т.е. $j_n \sim n^2$, где n – концентрация атомов или молекул газа. В разрядном промежутке может происходить значительный разогрев газа, что приводит к уменьшению его плотности, следовательно, к уменьшению нормальной плотности тока и отклонению от правила $j_n \sim p^2$. Предположим, что уменьшение нормальной плотности тока с уменьшением длины разрядного промежутка обусловлено нагревом газа.

Как отмечалось выше, зависимость напряжения на разряде от длины промежутка $U(d)$ весьма слаба, поскольку практически все напряжение на разряде обуславливается катодным падением, которое остается неизменным. Тогда энерговыход $U \cdot j_n$ на единицу площади электродов определяется только величиной j_n , падающей с уменьшением d . С другой стороны, в плоской геометрии нагрев газа можно выразить как $\Delta T \sim U \cdot j_n \cdot d / \lambda$ (λ – теплопроводность газа). Следовательно, с уменьшением длины промежутка улучшается теплоотвод, поэтому газ нагревается меньше. Таким образом, с уменьшением d теплоотвод увеличивается, а вкладываемая тепловая мощность уменьшается, поэтому газ нагревается меньше, и при постоянном давлении плотность газа, а следовательно и нормальная плотность тока, должны увеличиваться с уменьшением d , но экспериментально наблюдается обратная зависимость. Получилось противоречие, следовательно нагрев газа не объясняет падение j_n с уменьшением d .

Предположим, что наблюдаемая зависимость $j_n(d)$ обуславливается краевыми эффектами. В условиях наших экспериментов катодное пятно покрывает всю ширину электрода, а так как ширина наиболее узких электродов $w = 4$ мм в некоторых случаях сопоставима с длиной разрядного промежутка $d = 0.2 - 4$ мм, то, возможно, что на величину плотности тока оказывает влияние неоднородное поле на краю катода. Например, в [7] описано усиление электрического поля на краю токового пятна. Как видно из рис. 4 для гелия, в котором все характерные размеры, например, $(pd)_{min}$ – минимум на кривой Пашена – как и длина катодного падения, максимальны, нормальная плотность тока в пределах ошибки эксперимента не зависит от ширины электродов. Таким образом, влияние краевых эффектов в нашем случае не может быть причиной наблюдаемой зависимости $j_n(d)$.

Рассмотрим теперь механизм, связанный с ограничением роста электронной лавины

длиной разрядного промежутка.

Согласно теории Энгеля–Штеенбека, величина нормальной плотности тока определяется параметрами минимума зависимости напряжения от плотности тока разряда $U(j)$ [3, 7], которую в дальнейшем будем называть вольт-амперной характеристикой (ВАХ). Для существования такого минимума необходимо, чтобы уже при малых плотностях тока ВАХ носила падающий характер. Анализ ВАХ разряда при малых плотностях тока в диффузионно-дрейфовом приближении, проведенный в [16], показывает, что она имеет падающий характер только при выполнении следующего условия:

$$(pd) > (pd)_g = 2.72 \cdot (pd)_{min}, \quad (1)$$

где $(pd)_{min}$ – минимум на кривой Пашена. В противном случае ВАХ разряда является растущей, то есть она не может иметь минимума, соответствующего нормальному тлеющему разряду.

По данным измерений (рис. 6) для аргона $(pd)_{min} = 0.8 \text{ Torr} \cdot \text{см}$, следовательно, $(pd)_g = 2.17 \text{ Torr} \cdot \text{см}$. В условиях рис. 3 наблюдается падение j_n с уменьшением d при $(pd) = 0.6 - 2.4 \text{ Torr} \cdot \text{см}$, то есть в том диапазоне, когда $(pd) < (pd)_g$, и согласно (1) нормального тлеющего разряда вообще не должно существовать (разряд при этом может существовать только в аномальной форме, т.е. когда разрядное пятно занимает весь катод, и плотность тока не остается постоянной, а увеличивается с увеличением тока разряда, как и напряжение на разряде). Однако в указанных условиях наблюдалась нормальная форма тлеющего разряда.

Как отмечалось выше, снижение нормальной плотности тока с уменьшением длины разрядного промежутка начинается, когда длина отрицательного свечения начинает ограничиваться длиной промежутка. Например, из рис. 5 приведенная длина отрицательного свечения по основанию $(pd)_0 = 3.3 \text{ Torr} \cdot \text{см}$, по полуширине $1.6 \text{ Torr} \cdot \text{см}$. Обратим внимание также на то, что приведенная длина отрицательного свечения хорошо совпадает с величиной $(pd)_g$, что, насколько нам известно, также ранее не отмечалось.

Приведенные факты говорят о том, что диффузионно-дрейфовая модель не может быть привлечена к объяснению наблюдаемой зависимости $j_n(d)$.

На наш взгляд более оправданы следующие соображения. В [7] показано, что на выходе из катодного слоя имеется поток электронов, ускоренных в области катодного падения до энергии, равной катодному падению. Эти энергичные электроны создают

область повышенной ионизации и возбуждения электронных состояний частиц (отрицательное свечение) там, где электрическое поле уже практически полностью экранировано объемным положительным зарядом ионов. При этом протяженность отрицательного свечения может значительно превосходить длину области катодного падения. В этих условиях коэффициент ударной ионизации не является локальной функцией напряженности электрического поля в данной точке.

Нормальная плотность тока тлеющего разряда определяется плотностью потока ионов, приходящих на катод (доля электронного тока вблизи катода составляет малую долю всего тока, порядка коэффициента вторичной электронной эмиссии $\gamma \sim 10^{-2}$ от тока ионов). В рассматриваемом нами случае коротких разрядных промежутков она равна скорости возникновения ионов в объеме с единичной площадью основания и высотой, равной длине разрядного промежутка. Распределение скорости ионизации неоднородно по длине промежутка и максимально в области отрицательного свечения [17]. Ограничение области отрицательного свечения длиной разрядного промежутка приводит к тому, что все большая часть выходящих из катодного слоя энергичных электронов уходит на анод, не производя ионизации. Это ведет к уменьшению числа ионов, поступающих на катод, то есть к уменьшению нормальной плотности тока.

Подчеркнем качественный характер приведенных соображений. Более детальный анализ поведения нормальной плотности тока потребует расчетов параметров разряда в нелокальном приближении.

Проведенное исследование планарного разряда постоянного тока в инертных (аргон, гелий) и молекулярных (воздух) газах среднего давления (2–100 *Torr*) показало, что величина нормальной плотности тока j_n при малых разрядных промежутках зависит от межэлектродного расстояния d . Эта зависимость проявляется начиная с межэлектродных расстояний, равных протяженности отрицательного свечения и, по нашему мнению, связана с пространственным ограничением роста электронной лавины.

Работа частично поддержана Учебно-Научным Центром "Фундаментальная Оптика и Спектроскопия" и грантами РФФИ N 02-02-81008 и NATO 978204.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Gas lasers – recent developments and future prospects. Ed. by W. J. Wittman, V. N. Ochkin. Kluwer Acad. Publishers, 1996, p. 365.

- [2] Kuznetsov A. A., Novgorodov M. Z., Oshkin V. N., et al. Compact scaled-of RF-acted CO₂ lasers. Proc. SPIE, **4165**, 140 (2000).
- [3] Sobel A. IEEE Trans. Plasma Sci., **19**, 1032 (1991).
- [4] Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н., Яценко Н. А. Высокочастотный емкостной разряд. М., Наука, 1995, с. 69.
- [5] Ilukhin V. I., Oshkin V. N., Tskhai S. N., et al. Quantum Electronics, **28(6)**, 497 (1998).
- [6] Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н. Физика плазмы, N 17, вып. 11, 1362 (1991).
- [7] Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principles of Plasma discharges and material processing. John Wiley & Sons inc., New York, 450 (1994).
- [8] Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М., Наука, 1992, с. 252-292.
- [9] Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., Гл. изд. ф.-м. лит., с. 235, 292 (1971).
- [10] Клярфельд Б. Н., Гусева А. Г., Покровская – Соболева А. С. ЖТФ, **XXXVI**, вып. 4, 707 (1966).
- [11] Бохан П. А., Колбычев Г. В. ЖТФ, **51**, вып. 9, 1823 (1981).
- [12] Колбычев Г. В., Самышкин Е. А. Квантовая электроника, **10**, N 2, 437 (1983).
- [13] Арланцев С. В., Борович Б. Л., Голубев Л. Е. и др. Квантовая электроника, **21**, N 9, 824 (1994).
- [14] Акишев Ю. С., Дятко Н. А., Напартович А. П., Перетяцько П. И. ЖТФ, **59**, вып. 8, 14 (1989).
- [15] Азаров А. В., Митько С. В., Очкин В. Н. Планарный разряд постоянного тока в газе среднего давления. Препринт ФИАН N 55, М., 1998.
- [16] Сканави Г. И. Физика диэлектриков (область сильных полей). М., ГИФМЛ, 1958, с. 142.
- [17] Смирнов Б. М. Физика слабо ионизированного газа. М., Наука, 1978, с. 364.
- [18] Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н. Физика плазмы, **15**, вып. 3, 318 (1989).

Поступила в редакцию 28 марта 2002 г.