

В заключение необходимо отметить, что предел обнаружения экспериментальной установки для анализа поверхностных слоев твердых тел методом селективной лазерной ионизации [2] составляет к настоящему времени $10^{-6}\%$.

Список литературы

- [1] Закурдаев И.В., Миловзоров Д.Е., Шеролия Г.А., Шишлаков В.А. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 14. С. 51–55.
- [2] Закурдаев И.В., Миловзоров Д.Е., Шеролия Г.А., Шишлаков В.А. // ПТЭ. 1991. № 3. С. 115–117.
- [3] Кузьмина М.В., Миловзоров Д.Е., Орлов Ю.В. и др. // ПТЭ. 1991. № 1. С. 120–121.
- [4] Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел. М.: Мир, 1989. 349 с.

Научно-исследовательский технологический институт
Рязань

Поступило в Редакцию
3 ноября 1993 г.

04;07

Журнал технической физики, т. 64, в. 6, 1994

© 1994 г.

ОБЪЕМНЫЙ РАЗРЯД В ГАЗАХ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ НА НЕПРОФИЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОДАХ

М.А. Канатенко

В задаче получения самостоятельного объемного разряда в газах повышенного давления ($P \geq 1$ атм), используемого, например, в широкоапертурных лазерах с поперечным возбуждением, важно иметь на газоразрядном промежутке однородное распределение электрического поля. Высокая степень однородности поля требуется не только для увеличения вкладываемой энергии и прикладываемого напряжения, но также для того, чтобы получить разряд в объеме, сравнимом с межэлектродным. Однородное (или близкое к таковому) поле на газовом зазоре создается путем придания электродам (или электродным конструкциям в целом) специального профиля [1]. Реализация однородных электрических полей в компактных промежутках профилированием электродов являлась неотъемлемым общим правилом со времен первых классических работ по исследованию электрических явлений в газах и вакууме. Однако развитие и совершенствование методов формирования импульсных объемных разрядов, в частности необходимость создания предварительной ионизации газовых промежутков, позволили изменить устоявшиеся подходы, в том числе и требования к форме электродов. Степень приближения профиля электродных систем к известным полумпирическим или расчетным рекомендациям стала определяться в первую очередь уровнем создаваемой предварительной ионизации основного промежутка, а также конструктивными и геометрическими особенностями газоразрядного устройства [2].

В данной работе демонстрируется возможность формирования однородного самостоятельного объемного разряда со слабой внешней

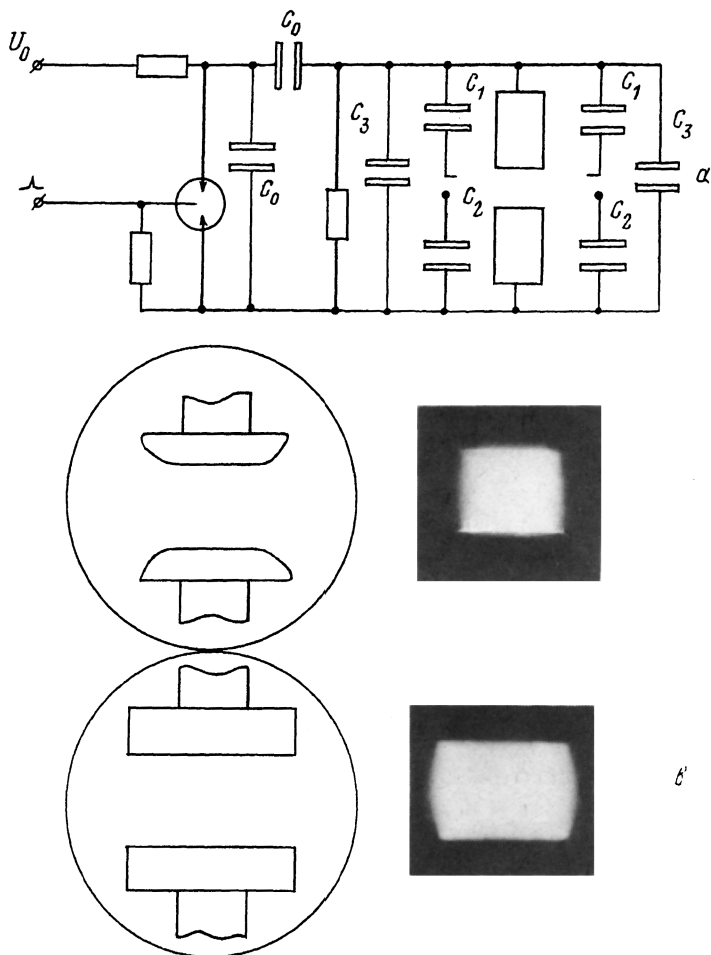


Рис. 1. Электрическая схема возбуждения объемного разряда (а), поперечное сечение газоразрядного промежутка и интегральное свечение разряда в системе профилированных металлических (б) и непрофилированных АР (в) электродов. He + N₂ (5%), давление 1 атм.

УФ предыонизацией в системе протяженных непрофилированных плоских электродов. Однородный самостоятельный объемный разряд в такой геометрии стал возможен благодаря наличию у электродов анизотропно-резистивных свойств [3]. Электроды представляли собой строгие параллелепипеды (сечение показано на рис. 1, в), обладавшие свойствами резистивности вдоль направления разрядного тока и отсутствия проводимости поперек.

Для возбуждения поперечного разряда в системе данных электродов использовалась традиционно применяемая в компактных лазерных устройствах схема Блюмлейна [2] (рис. 1, а). Предыонизация газового промежутка осуществлялась от двух рядов подсвечивающих искровых разрядов, расположенных сбоку от основного промежутка. Включение подсвечивающих разрядов происходило автоматически на фронте

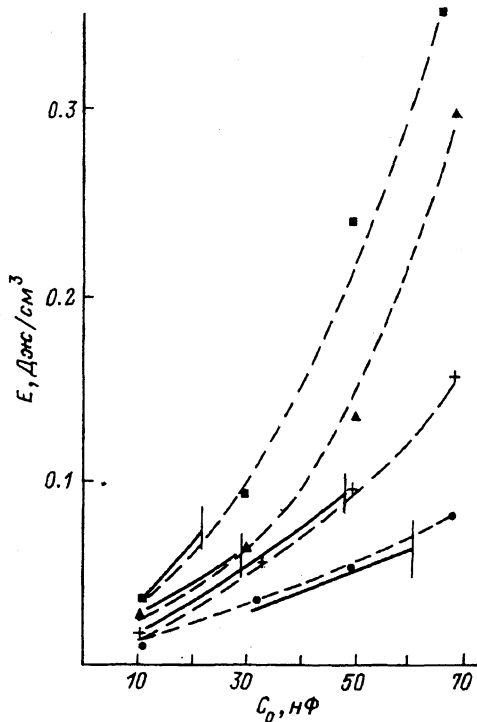


Рис. 2. Зависимость удельного энерговыклада в объемный разряд для металлических (сплошные линии) и АР (штриховые) электродов при параметрическом варьировании C_0 (накопительной емкости) и U_0 (зарядного напряжения) схемы питания (рис. 1,а).

U_0 , кВ: • — 10, + — 15, ▲ — 20, ■ — 25. Обрыв кривых для металлических электродов означает переход объемного разряда в искровой пробой. Для АР электродов рост кривых ограничен параметрическими пределами использованной схемы: $U_{0\max} = 25$ кВ, $C_{0\max} = 70$ нФ. He + N₂ (5%), давление 1 атм.

основного питающего разряда импульса благодаря зарядке вспомогательных емкостей C_1 и C_2 (рис. 1,а). Эксперименты проводились в смеси газов He + N₂ (Ar, Xe) в соотношении 100 : (5–25) при общем давлении до 3 атм.

Прежде всего следует отметить, что использование в данной схеме металлических электродов с такой прямоугольной геометрией, как у анизотропно-резистивных электродов (рис. 1,е), вообще ни позволило добиться успеха в зажигании объемного разряда. Поэтому для относительного сопоставления условий по формированию объемного разряда в системах с анизотропно-резистивными электродами пришлось использовать традиционно профилированные металлические электроды (Al) (рис. 1,б). Рис. 1,в демонстрирует интегральное свечение объемного разряда, полученное на прямоугольных анизотропно-резистивных электродах. Видно, что в данном случае коэффициент заполнения разрядом межэлектродного объема равен 1 (даже > 1 в силу заметной “бочкообразности” свечения), в то время как в системах профилированных электродов он всегда < 1. На рис. 2 приведены результаты сравнения энергетических возможностей установки системами металлических (рис. 1,б) и анизотропно-резистивных (рис. 1,е) электродов. Из результатов следует, что система анизотропно-резистивных электродов позволяет не только отказаться от профилирования, но и значительно расширить параметрические пределы установки и увеличить энергетику разряда. Кроме того, использование анизотропно-резистивных электродов значительно снижает требования к степени параллельности установки протяженных электродов. Например, в данных экспериментах самостоятельный объемный разряд уверенно фор-

мировался при непараллельности установки анизотропно-резистивных электродов до ± 3 мм на длине 300 мм при расстоянии между ними 20 нм. В заключение отметим, что прямоугольные резистивные электроды (рис. 1, в) длиной 300 мм были с успехом применены в He-N₂ лазере и получено прямоугольное пятно генерации ($\lambda_{\text{ген}} = 337$ нм) с сечением 20 × 20 мм, аналогичное пятну интегрального свечения на рис. 1.

Список литературы

- [1] Чанг Т. Дж. // Приборы для научных исследований. 1973. Т. 44. № 4. С. 43–46.
- [2] Месяц Г. А., Осипов В. В., Тарасенко В. Ф. Импульсные газовые лазеры. М.: Наука, 1991. 271 с.
- [3] Великин А. А., Гуревич Д. Б., Канатенко М. А., Подмошенский И. В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 6. С. 1222–1224.

Всероссийский научный центр
(ГОИ им. С. И. Вавилова)
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
17 ноября 1993 г.

02;03;12
© 1994 г.

Журнал технической физики, т. 64, в. 6, 1994

РАДИАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ИОННОГО ПУЧКА В НЕОДНОРОДНОМ ГАЗЕ

В. Л. Бобров, А. Р. Каримов

Известно [1], что для автокомпенсации пространственного заряда пучка необходимо, чтобы плотность фонового газа была достаточно большой. В ряде случаев необходимые условия создаются дополнительным вводом в систему потока газа. Если ионный пучок инжектируется тогда, когда пространственное установление газа не прошло, и если в системе к моменту поступления пучка существуют значительные пространственные градиенты плотности, соизмеримые с характерным поперечным размером пучка, то возможно изменение пространственной структуры пучка вследствие процесса перезарядки. В данной работе исследуется радиальная структура ионного пучка, расширяющегося при нестационарном напуске, когда может реализоваться описанная выше ситуация.

Исследуемая схема представляет собой пустотельный цилиндр заданных размеров (здесь и дальше все параметры системы приведены в размерном виде: высота $H = 6$ м, радиус $R = 1$ м), через один из торцов которого производится напуск газа. Источник газа — круг радиуса $R = 0.1$ м, центр которого совпадает с осью цилиндра. Напуск производится в течение заданного времени $t_{\text{нап}} = 6$ Ом·с постоянным потоком газа (H_2). Считаем, что на протяжении всего времени эксперимента реализуется свободно молекулярный режим и расходом газа на перезарядку и ионизацию можно пренебречь. Первое условие выполняется для газа с $T = 300$ К при $p < 10^{-2}$ Тор, а второе соблюдается, когда плотность газа много больше плотности пучка.