

целесообразно выбрать величину потока рассеяния излучения, пропорционального $\theta^2 \sigma(\theta)$ (промежуточное значение m в (4)). Это примерно может соответствовать одновременно изменению радиального и тангенциального размеров диафрагмы приемного устройства (относительно оси падающего пучка света), как θ изменению угла рассеяния. Отметим, что первое из этих условий наиболее адекватно отражает требования по $\Delta\theta$, предъявляемые к данной величине с методической точки зрения ($\Delta\theta/\theta = \text{const}$). По сравнению с регистрацией потока в постоянной апертуре это значительно уменьшает динамический диапазон вариаций измеряемой величины и тем самым улучшает метрологические характеристики метода.

Существующие методы решения обратных задач светорассеяния на скоплениях частиц различных размеров, связанные с «обращением» интегрального уравнения Фредгольма первого рода (см., например, обзор [7]), на наш взгляд, не исключают эффективности проведения седиментационного фракционирования в сочетании с измерением характеристик светорассеяния. Оно прежде всего обеспечивает уникальную возможность решения обратной задачи для квазимонодисперсных фракций светорассеивающих частиц. В результате возникают преимущества как с точки зрения повышения точностных характеристик восстанавливаемых параметров, так и в отношении ограничения объема и простоты обработки измеряемой оптической информации, не требующей большого объема оперативной памяти ЭВМ. Касаясь же «простого» дифракционного приближения, отметим, что его использование в «монодисперсном варианте», во всяком случае согласно излагаемой методике, имеет более широкие границы применимости, чем при интерпретации характеристик полидисперсного светорассеяния. Нетрудно показать, что при уменьшении ρ или $\rho/\lambda \rightarrow 1$ положение первого локального максимума $\theta^m \sigma(\theta)$ (тоже соотношения (4)) сохраняется в большей степени, чем угловая структура этой функции в области $\theta > \theta_m$, наиболее информативной относительно степени полидисперсности светорассеивающих частиц. Наконец, представленная методика может быть эффективна при проведении калибровочных измерений, например в задаче наиболее адекватного эмпирического нахождения соответствия между эффективным размером частиц и зональными значениями фактора эффективности направленного светорассеяния, возникающими при алгебраизации интегральных уравнений полидисперсного светорассеяния, когда возможность их модельного расчета или наличие априорной информации о неконтролируемых параметрах модели (частицах сложных форм, фрактальной структуры и т. п.) крайне ограничены.

Литература

- [1] Коузов П. В. Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов. Л.: Химия, 1987. 264 с.
- [2] Кузнецов В. И. // Опт.-мех. пром-сть. 1958. № 11. С. 8—11.
- [3] Шифрин К. С. // Исследование облаков, осадков и грозового электричества. Л.: Гидрометеоздат, 1957. С. 19—25.
- [4] Шифрин К. С. Введение в оптику океана. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 287 с.
- [5] Узморский В. Н., Зайцев В. А., Окнин В. М., Постников И. В. А. С. 805130. БИ. 1981. № 6.
- [6] Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
- [7] Ивлев Л. С., Андреев С. Д. Оптические свойства атмосферных аэрозолей. Л., 1986. 360 с.

Институт физики АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
3 сентября 1987 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С КОЛЬЦЕВОЙ ФОРМОЙ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ КАТОДНОЙ ПОЛОСТИ

В. А. Тиманюк, В. М. Ткаченко

Полый катод (ПК) с кольцевой формой поперечного сечения катодной полости (КПК) впервые нашел практическое применение в разрядных трубках гелий-неоновых лазеров [1] с целью снижения катодного падения потенциала по сравнению с трубками, в которых стек-

льный цилиндр лазера проходит через полость цилиндрического полого катода (ЦПК). Однако размещение на оси ЦПК дополнительного цилиндрического электрода, соединенного с катодом, приводит к снижению катодного падения потенциала не только по отношению к ПК с диэлектрической трубкой на оси, но и по отношению к исходному ЦПК [2]. Как показали дальнейшие исследования [3], в ПК, состоящем из двух коаксиальных цилиндров, существуют условия, при которых плотность тока на внутренний цилиндр в несколько раз больше, чем на наружный. Эта особенность КПК может оказаться полезной при создании источников света для спектрального анализа.

В работе использовались несколько разрядных трубок, упрощенная схема одной из которых приведена на рис. 1. Корпус трубки состоит из трех секций, содержащих спаянные со стеклом коваровые цилиндры. С помощью фланцев и резиновых прокладок секции соединены друг с другом. В средней секции 1 размещен изготовленный из листового никеля, молибдена или меди цилиндр 2, являющийся одним из электродов КПК. Второй электрод КПК — стержень 3 введен в трубку с помощью остеклованного держателя через боковой

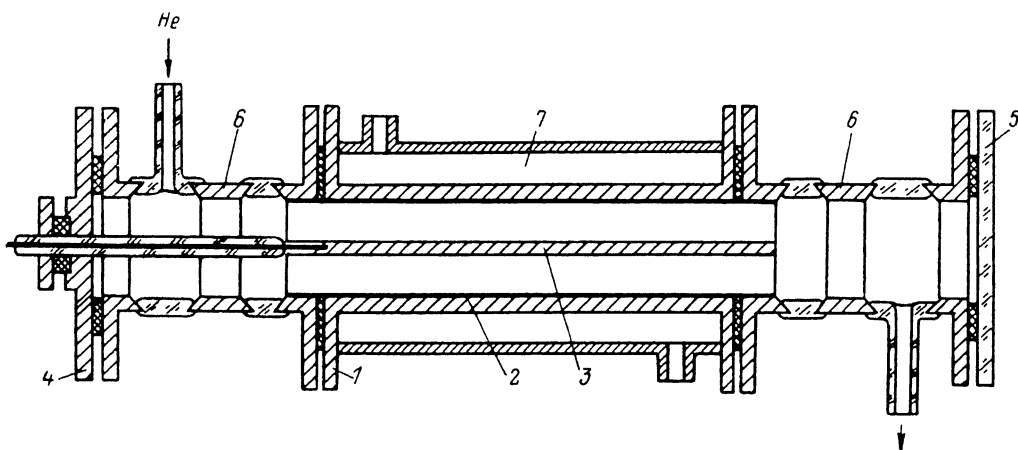


Рис. 1.

фланец 4. Противоположный торец разрядной трубки закрыт стеклянной пластинкой 5, позволяющей проводить фотометрирование свечения в катодной полости. Анодами разряда служили коваровые цилиндры 6. Катодная секция трубки снабжена рубашкой водяного охлаждения 7, позволявшей поддерживать температуру катода в процессе измерений неизменной.

Исследования проведены для КПК с диаметром наружного цилиндра $D=30$ мм. Диаметр стержня d варьировался от 1 до 10 мм, длина катода составляла 200 мм. Все измерения проведены в режиме непрерывного протекания через катодную полость гелия высокой чистоты при средней плотности тока катода $j \leq 1$ мА/см².

Сравнение зависимостей напряжения горения U от давления гелия p для ЦПК диаметром 30 мм и КПК, образованного тем же цилиндром и соосно расположенными стержнями различных диаметров, показало, что характер зависимости $U(p)$ не зависит от формы и размеров поперечного сечения катодной полости. Во всех случаях существует характерный для ПК участок аномальной зависимости $U(p)$, который в [4] предложено называть областью оптимальных давлений (ООД). Преобразование ЦПК в КПК приводит в области низких давлений к некоторому снижению напряжения горения и смещению границ ООД в сторону высоких давлений. Причем максимум кривой $U(p)$ (верхняя граница ООД — p_v , равное для ЦПК данных размеров 1.5 Торр) смещается больше, чем минимум ($p_n=0.3$ Торр), т. е. протяженность

p , Торр	$d_{к. н.}$, мм	$d_{к. с.}$, мм	p , Торр	$d_{к. н.}$, мм	$d_{к. с.}$, мм
0.2	4.5	2	2	3.2	1.6
0.5	3.8	1.9	5	2.1	0.9
1	3.5	1.8	10	1.1	0.5

ООД разряда с КПК (отношение p_v/p_n) возрастает. Так, если для ЦПК $p_v/p_n = 5$, то для КПК со стержнями различных диаметров значения p_v/p_n лежат в пределах от 7 до 8.

Раздельное измерение токов на электроды КПК показало, что значения этих токов не пропорциональны площади поверхности электродов. На рис. 2 сплошными линиями приведены зависимости отношения тока стержня I_c к общему току разряда $I = 100$ мА от диаметра стержня при различных давлениях гелия для КПК с одинаковым материалом цилиндра и стержня (никель). Видно, что при низких давлениях (в ООД) эти зависимости нелинейны и ток стержня слабо зависит от его диаметра. Так, при давлении 1 Тор (кривая 2) увеличение d от 1 до 10 мм приводит к возрастанию доли тока, текущего на стержень, от 20 до 32 % общего разрядного тока.

При низких давлениях газа для стержней малого диаметра величина плотности тока стержня j_c (штриховые линии на рис. 2) в несколько раз превышает плотность тока цилиндра $j_n \approx 0.4$ мА/см², причем величина j_c резко возрастает при уменьшении d . С ростом давления ($p > 2$ Тор) зависимости $I_c(d)$ и $j_c(d)$ приближаются к линейным, а значения j_c становятся сравнимыми и даже меньше, чем j_n . Коэффициент распределения тока между стержнем и цилиндром практически не зависит от силы разрядного тока и рода газа, а определяется давлением газа, материалом и диаметром стержня.

В результате наблюдения за видом свечения в полости КПК обнаружена еще одна особенность катода этой геометрии. Характер изменения свечения при изменении давления газа в КПК в целом совпадает с описанными в литературе изменениями свечения в ЦПК [5]. Однако в КПК существует два темных катодных пространства, имеющих различную ширину.

На рис. 3 показано свечение разряда в полости КПК при давлении 0.2 Тор. Видно, что свечение имеет форму кольца с четкими границами, причем величина d_k у поверхности стержня значительно меньше, чем у поверхности цилиндра.

Значения ширины темного катодного пространства у цилиндра $d_{к.ц}$ и стержня $d_{к.с}$ при некоторых давлениях гелия и $I = 100$ мА приведены в таблице для КПК с $d = 1$ мм.

Как видно из таблицы, в области низких давлений ($p < 2$ Тор) ширина темного катодного пространства и у цилиндра, и у стержня слабо зависит от давления газа, причем величина $d_{к.с}$ примерно в 2 раза меньше, чем $d_{к.ц}$. Наблюдающееся в области оптимальных давлений существенное различие плотностей тока стержня и цилиндра и зависимость коэффициента распределения тока от диаметра стержня могут быть объяснены следующим. Если предположить, что концентрация плазмы по сечению

отрицательного свечения разряда постоянна и радиальное поле в пределах свечения отсутствует, то абсолютные значения токов стержня и цилиндра будут определяться величиной тепловых потоков ионов, пересекающих боковые границы отрицательного свечения, обращенные к стержню и цилиндру. Тогда значения токов цилиндра и стержня должны зависеть от величины площади поверхности отрицательного свечения, обращенной к этим электродам.

Сделанные предположения, по-видимому, справедливы в пределах ООД, характерной тем, что в полости катода существует единое отрицательное свечение кольцевой формы. Площадь поверхности S_1 , собирающей ионы на стержень, пропорциональна $d + 2d_{к.с}$, а площадь поверхности S_2 , собирающей ионы на цилиндр, пропорциональна $D - 2d_{к.ц}$. Тогда

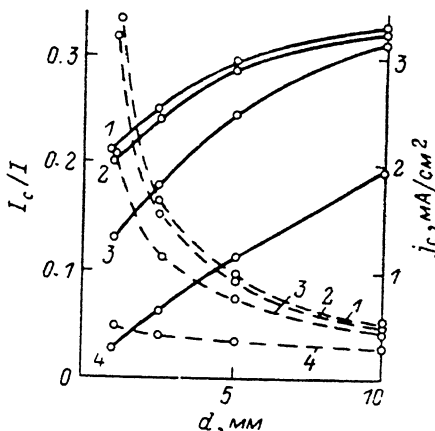


Рис. 2. Зависимости отношения тока стержня к общему току разряда и плотности тока на стержень от диаметра стержня.

p , Тор: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 5, 4 — 10.

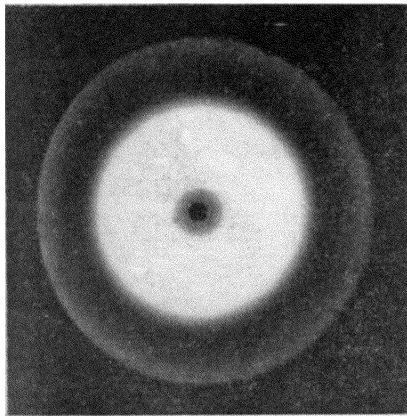


Рис. 3.

коэффициент распределения тока $k=I_c/I$ будет равен отношению S_1 к общей площади боковых поверхностей отрицательного свечения S_1+S_2 , т. е.

$$k = \frac{S_1}{S_1 + S_2} = \frac{d + 2d_{к.с}}{D - 2d_{к.н} + d + 2d_{к.с}}$$

Вычисление k на основании величин d_k , приведенных в таблице, для давлений, например 0.2 и 1 Тор ($D=30$ мм, $d=1$ мм), дает значения $k=0.19$ и 0.17 соответственно. Экспериментальные значения k , согласно рис. 2, для этих условий составляют 0.21 и 0.2. Учитывая приближенность в определении ширины темного катодного пространства, совпадение расчетных значений и экспериментальных можно считать достаточно хорошим.

Описанный механизм распределения тока на стержень и цилиндр объясняет тот факт, что при низких давлениях и малых d плотность тока стержня существенно превышает плотность тока цилиндра. Увеличение диаметра стержня приводит к выравниванию плотности тока на стержень и цилиндр, поскольку различие между площадями поверхностей, собирающих ионы на цилиндр и стержень, при этом уменьшается. При высоких давлениях рассмотренный механизм распределения тока перестает работать, так как отрицательные свечения у поверхности цилиндра и стержня становятся независимыми, и следует говорить о независимой параллельной работе двух разрядных промежутков.

Суммируя полученные в работе результаты, можно сделать следующие выводы.

1. Размещение на оси цилиндрического полого катода стержня, соединенного с цилиндром, т. е. преобразование ЦПК в КПК, приводит при низких давлениях газа к снижению напряжения горения тлеющего разряда и смещению границ области оптимальных давлений в сторону высоких давлений. При этом протяженность ООД возрастает.

2. При низких давлениях газа зависимость тока стержня от его диаметра нелинейна. При малых диаметрах стержня плотность тока на его поверхность значительно превышает плотность тока на цилиндр.

3. Характер распределения тока между цилиндром и стержнем в КПК определяется в основном соотношением тепловых потоков ионов в направлении катодных электродов.

Литература

- [1] Зыкова Е. В., Кучеренко Е. Т., Брыкайло И. Н. // Вестн. Киев. ун-та. Физика. 1983. Вып. 24. С. 85—89.
- [2] Тиманюк В. А., Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. // Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника. 1974. Вып. 3. С. 110—113.
- [3] Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. // VI Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983. Т. 2. С. 66—68.
- [4] Кириченко В. И., Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 9. С. 1857—1867.
- [5] Döpel R., Wiss Z. // Techn. Hochschule Ilmenag. 1969. Bd 15. N 1. S. 55—71.

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
26 января 1988 г.
В окончательной редакции
13 сентября 1988 г.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ФАКТОР И ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ В СИСТЕМАХ С ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИЕЙ.

В. А. Шелюто

1. Геометрический интеграл

$$J = \int \frac{ds d\sigma}{R}, \quad (1)$$

где R — бегущее расстояние между элементами поверхности ds и $d\sigma$, часто встречается в задачах математической физики. Наиболее известный пример — энергия взаимодействия двух