

$M \approx 1$ (при $kd \gg 1$ и $M \approx kd \gg 1$). При малых $k E_k^2 \sim (dL)^{-1}$, в то время как $E_{\Phi, r}^2 \sim d^{-2}$, т. е. в рассмотренном случае порог ниже в $\sqrt{d/L}$ раз (отметим, что E_k много меньше того значения, при котором возникает неустойчивость Тонкса—Френкеля). В отличие от гидродинамической неустойчивости [1] рассмотренная неустойчивость может иметь место при $E=0$ во внешнем магнитном поле.

Литература

- [1] Ликин С. А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981.
 [2] Гершуни Г. З., Жуловицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972.

Всесоюзный научно-исследовательский технологический институт антибиотиков и ферментов медицинского назначения
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 17 марта 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 5, 1988

ДВУХКАСКАДНЫЙ САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ БЕЗ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. И. Стогний, В. А. Никитинский, Б. И. Журавлев

Известно [1, 2], что в самостоятельном разряде низкого давления, контрагированного кольцевой щелью в полом катоде, введением радиального магнитного поля в щели создаются условия для двухкаскадного последовательного объемного размножения электронов, благодаря чему энергетические затраты на генерацию одного иона в разряде снижаются в несколько раз.

В данной работе приведены результаты исследований по организации двухкаскадного самостоятельного разряда низкого давления без внешнего магнитного поля, по выявлению его структуры и механизма образования заряженных частиц.

Экспериментальная электродная система представлена на рис. 1. Разряд горит между внутренней поверхностью полого катода (электроды 1—3) и анодом 4 через контрагирующее отверстие диаметром 4 и высотой 1 мм в плоском электроде 1 (зазор между электродами 1 и 4 составляет 2 мм). В цилиндрической стенке 2 полого катода диаметром 120 и высотой 80 мм имеется смотровое окно 40×50 мм, экранированное молибденовой сеткой. Для гер-

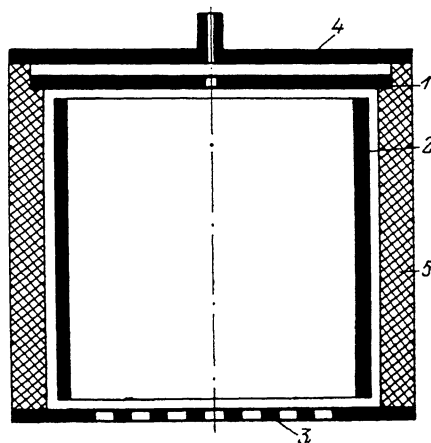


Рис. 1. Экспериментальная электродная система.

метизации электродной системы служит стеклянный изолятор 5. Напуск рабочего газа (аргона) в разрядный промежуток производится со стороны анода и регулируется с помощью натекателя. Минимальный расход газа для поддержания разряда составляет $1.1 \cdot 10^{-2}$ Па \times \times м³/с. При этом давление в полом катоде не превышает 10^{-1} Па, а в области между катодом и анодом — 2 Па. Откачка разрядной камеры осуществляется через 520 отверстий диаметром 3 мм каждое в стенке 3 катода вакуумным агрегатом ВА-2-3Пр. Предельное давление (без напуска газа) составляет $5 \cdot 10^{-3}$ Па.

После зажигания разряда, как и в работах [2, 3], наблюдается равномерное свечение в полости, отделенное от стенок катода темным пространством шириной в несколько миллиметров, и яркий плазменный сгусток с катодной стороны сужения разряда. Измерения с помощью эмиссионного зонда показали, что плазма в полом катоде эквипотенциальна и имеет

относительно катода потенциал $U_k=280\div 300$ В при потенциале анода $U_p=340\div 360$ В. Профиль распределения плотности ионного тока по катодной полости, полученный подвижным зондом под потенциалом катода, указывает на наличие расходящегося потока ионов, выходящего из контрагирующего отверстия в электроде 1 и пронизывающего полость. Существование такого потока подтверждается также превышением в несколько раз средней плотности тока нижнего электрода 3 по сравнению со средней плотностью тока на боковую стенку 2. Согласно тормозной характеристике (рис. 2), полученной электростатическим анализатором, расположенным на оси за электродом 3, доля быстрых ионов составляет $\sim 60\%$ от общего тока ионов, проникающих из разряда в вакуум. Видно, что как в полном катоде, так и в области анода имеет место объемная генерация заряженных частиц с коэффициентами размножения электронов $\alpha > 2$ в каждой области (каскаде).

Известная модель [1, 2] описывает генерацию заряженных частиц в двухкаскадном разряде на основе ионизирующих столкновений электронов, ускоренных на границе каждого каскада и проходящих путь, достаточный для нескольких ионизаций.

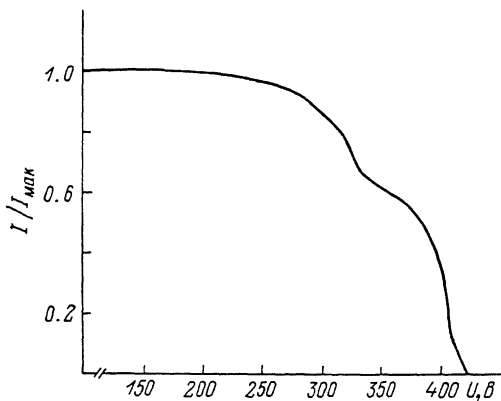


Рис. 2. Тормозная характеристика ионной составляющей разрядного тока. $U_p=360$ В, $I_p=0.4$ А.

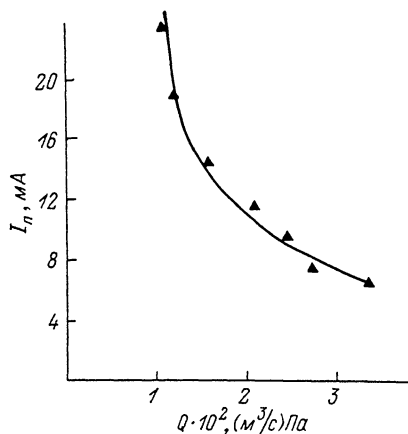


Рис. 3. Зависимость порогового тока разряда I_n от расхода газа.

Условия в полном катоде исследуемого разряда позволяют применить известную модель [1, 2] к катодному каскаду, что нельзя сказать об анодном, в котором длина пути электрона в зазоре между катодом и анодом на порядок меньше ионизационной длины пробега электрона.

Объяснить механизм генерации заряженных частиц в анодном каскаде с $\alpha > 2$ можно на основе пучково-плазменных взаимодействий. Будем считать, что поток электронов из катодного каскада ускоряется двойным электрическим слоем на входе контрагирующего отверстия и раскачивает ленгмюровские колебания в анодной плазме. При энергии ~ 20 эВ и концентрации электронов пучка $\sim 10^{15}$ м $^{-3}$ (ток пучка ~ 0.1 А), концентрации анодной плазмы $\sim 10^{17}$ м $^{-3}$ (оцениваемой по зондовым измерениям), давлении ~ 1 Па осуществляется эффективная передача энергии от пучка через ленгмюровские колебания электронам анодной плазмы на пути ~ 1 мм в соответствии с соотношениями, приведенными в [4]. Разогрев электронов плазмы обеспечивает ионизацию рабочего газа и в конечном счете $\alpha > 2$ в анодном каскаде.

В пользу предложенного механизма размножения электронов говорят также существование минимального порогового тока разряда I_n и фиксация ВЧ колебаний. Разряд зажигается при напряжении между катодом и анодом $U_p=400$ В кратковременным увеличением давления газа в разрядном промежутке. При установленном давлении разряд не удается инициировать увеличением U_p (до 1.5 кВ). Уменьшение тока разряда ниже I_n приводит к срыву разряда независимо от величины балластного сопротивления ($10^2\text{--}10^8$ Ом) в цепи источника питания. Увеличение давления путем изменения расхода газа уменьшает величину I_n (рис. 3). Возрастание разрядного тока от 0.01 до 1.4 А приводит к существенному увеличению размеров плазменного сгустка, выступающего из контрагирующего отверстия в область пониженного давления, с 1 до 15 мм. Полученные факты соответствуют известным представлениям о соотношении тока и давления в пучково-плазменном разряде.

Таким образом, в данной работе реализован двухкаскадный самостоятельный разряд низкого давления без внешнего магнитного поля. Объемная генерация заряженных частиц в катодном каскаде обеспечивается электронами вторичной эмиссии со стенок катода по известной схеме [1, 2], а в анодном каскаде — путем ионизации плазменными электронами, разогрев которых происходит в поле ленгмюровских колебаний, раскачиваемых пучком электронов, ускоренных двойным электрическим слоем.

Литература

- [1] Журавлев Б. И., Никитинский В. А., Гапоненко А. Т. ЖТФ, 1985, т. 66, № 8, с. 1637—1639.
 [2] Никитинский В. А., Журавлев Б. И. ЖТФ, 1982, т. 52, № 5, с. 880—883.
 [3] Стогний А. И., Никитинский В. А., Журавлев Б. И. Тез. докл. VI Всес. симпоз. по сильноточной электронике. Томск, 1986, ч. 1, с. 52—54.
 [4] Бакит Ф. Г., Боданов А. А., Каплан В. Б. и др. ФП, 1981, т. 7, № 3, с. 547—559.

Рубежанский филиал
 Ворошиловградского
 машиностроительного института

Поступило в Редакцию
 18 марта 1987 г.
 В окончательной редакции
 15 июня 1987.

УДК 537.324

Журнал технической физики, т. 58, в. 5, 1988

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ТЕЛ ОБТЕКАЮЩИМ ПОТОКОМ

В. М. Ленченко

Общие замечания

Электризация твердых тел жидким или газообразным потоком представляет собой разновидность электризации тел трением.

Как известно, на границе раздела сред всегда существуют контактные заряды противоположного знака, расположенные по обе стороны поверхности. Их величина и пространственное распределение по нормали от поверхности зависят от физических свойств контактирующих сред. Контактная разность потенциалов (КРП) обусловлена этими же зарядами.

При трении контактные заряды разделяются механическим путем, а на свежей, вступающей в контакт поверхности происходит образование новых зарядов, которые потом также будут разделены. При этом заметная электризация тел происходит, если одно из них (условно покоящееся) является электропроводным, а движущаяся или обтекающая его среда — диэлектрик. В этом случае контактные заряды на внешней поверхности тела будут захватываться и уноситься обтекающим потоком, а противоположного знака заряды по другую сторону поверхности в твердом теле будут накапливаться до насыщения, определяемого обратными токами утечек.

Если равновесная КРП между телами известна (мы ее обозначим V_0), то при трении в условиях обтекания и отсутствия утечек тело может зарядиться до потенциала V_{\max} , определяемого соотношением

$$V_{\max} = \frac{r}{d} V_0. \quad (1)$$

Здесь r — размер (радиус) заряжаемого тела (шарика), d — толщина двойного слоя контактирующих зарядов в условиях равновесия. Условие (1) соответствует такому потенциалу тела, при котором становится невозможным дальнейшая эмиссия из него зарядов на «свежую» незаряженную поверхность контактирующей среды.

Обычно $V_0 \simeq 1/V$, $d \simeq 10^{-7} \div 10^{-5}$ см, и поэтому шарик радиуса 1 см может зарядиться до потенциала $V_{\max} \sim 10^6 \div 10^8$ В. Однако релаксация зарядов, связанная даже со слабой электропроводностью среды, приводит к гораздо меньшим потенциалам электризации, зависящим также и от скорости обтекающей среды, и условий электризации (температуры, ионизирующих факторов и т. д.).