

04

© 1992 г.

ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД С ПОЛЫМ КАТОДОМ В РЕЖИМЕ ЧАСТИЧНОГО ЗАПОЛНЕНИЯ ПОЛОСТИ ПЛАЗМОЙ

Ю. Е. Крейнфельд, С. П. Никулин

Исследована структура тлеющего разряда низкого давления с полым катодом в режиме частичного заполнения полости плазмой. Наблюдающееся при уменьшении разрядного тока или давления газа сокращение участвующей в разряде поверхности полого катода объясняется нарушением при определенных условиях устойчивости системы плазма-слой в цилиндрической полости.

В тлеющем разряде с полым цилиндрическим катодом при определенных условиях возможно возникновение режима, при котором газоразрядная плазма заполняет не весь объем полости и соответственно лишь часть катодной поверхности участвует в разряде [1]. Похожая ситуация реализуется и в плоской геометрии в режиме нормального тлеющего разряда (НТР). В работе [2] возникновение НТР связывалось с немонотонным характером зависимости напряжения на катодном слое U от его длины d . Однако в разряде с полым катодом при низких давлениях с ростом d увеличивается число быстрых вторичных частиц, образуемых в катодном слое осциллирующими первичными электронами [3]. Вторичные частицы вносят дополнительный вклад в ионизацию, и U монотонно уменьшается с ростом d . Кроме того, в режиме НТР при поддержании постоянного тока разряда I_p и уменьшении давления p площадь участвующей в разряде катодной поверхности S увеличивается, в то время как в полом катоде увеличение S наблюдается лишь в области высоких давлений, а при низких давлениях S уменьшается [1]. Отмеченные отличия указывают на то, что по крайней мере в области малых p возникновение ситуации с частичным участием поверхности полого катода в разряде обусловлено действием иного, чем в НТР, механизма. В настоящей работе излагаются результаты экспериментального исследования тлеющего разряда низкого давления в режиме частичного заполнения катодной полости плазмой, на основе которых рассматривается механизм установления такого режима.

Методика и результаты эксперимента

Электродная система, использовавшаяся в эксперименте, включает в себя полый цилиндрический катод, выполненный из нержавеющей стали, и плоский анод, расположенный на расстоянии 3 мм от выходного катодного отверстия. Исследовалась формирующаяся в катодной полости при горении разряда система, состоящая из плазмы и слоя пространственного ионного заряда, образующего область катодного падения потенциала. Положение границы плазма-слой оценивалось с помощью зонда, который можно было перемещать в радиальном направлении. Радиус границы плазмы r_0 определялся по положению зонда,

в котором происходило резкое изменение наклона зависимости потенциала зонда φ_3 от радиуса r , т.е. вторая производная $\gamma_3''(r)$ достигала экстремума. В ходе эксперимента измерялось также продольное распределение тока по катоду, который для этой цели собирался из изолированных друг от друга цилиндрических секций длиной 2 см. Использовались катоды с различным числом секций ($N = 10-20$) и разными радиусами ($R = 14, 16.5, 21$ мм). В качестве рабочего газа применялись аргон, азот и воздух. Давление газа изменялось в диапазоне $10^{-2}-10^{-1}$ Тор.

Во всем исследованном диапазоне значений p, N, R наблюдалась следующая картина. При I_p больше некоторого I_1 , зависящего от рода газа и величин p, N, R , в разряде участвовали все секции и с убыванием I_p происходило уменьшение как величины тока на каждую из секций I_n , так и r_0 .

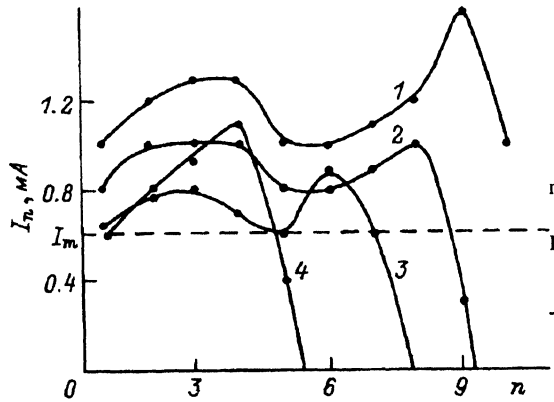


Рис. 1. Продольное распределение тока по катоду при различных токах разряда. Азот, $p = 2.5 \cdot 10^{-2}$ Тор, $R = 14$ мм, $N = 10$; I_p , мА: 1 - 12, 2 - 8, 3 - 5, 4 - 4.

При дальнейшем уменьшении I_p ($I_p < I_1$) ток на дальние от анода секции падал до нуля, однако в области, где продолжалось горение разряда, значения I_n (за исключением крайних секций) не опускались ниже некоторой минимальной величины I_m (рис. 1). I_m уменьшалось с увеличением давления и радиуса катода, но не зависело от числа секций. При $I_n = I_m$ значение r_0 также достигало некоторой минимальной величины r_m . Величина r_m , как и I_m , не зависела от N и в пределах ошибки эксперимента не менялась с изменением p . Рост r_m происходил с увеличением радиуса катода, однако при этом отношение r_m/R также оставалось практически постоянным во всем исследованном диапазоне условий и составляло величину ~ 0.25 .

Уменьшение числа секций, участвующих в разряде, наблюдалось, как и в [1], при поддержании постоянного I_p и снижении p (рис. 2). Сокращение поверхности происходило вплоть до давления погасания разряда $p_{кр}$. В [1] использовались гелий и никелевый катод и при p , близких к $p_{кр}$, отмечалось незначительное увеличение области горения разряда, чего в наших экспериментах не наблюдалось.

Обсуждение результатов и выводы

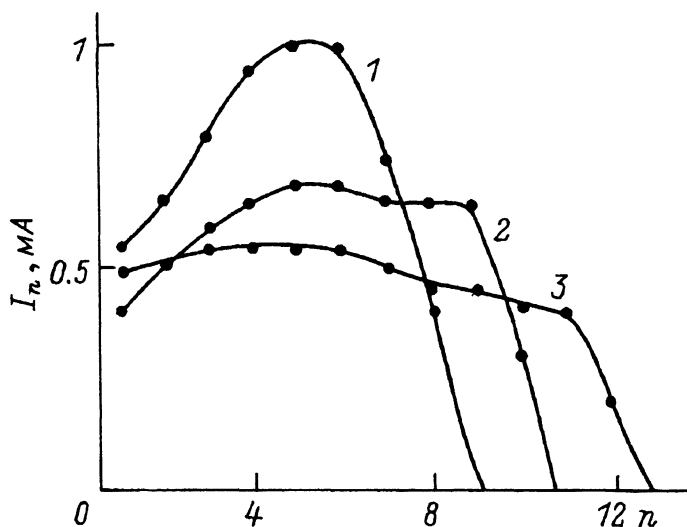
Известно, что необходимым условием установления стационарного состояния системы плазма—приэлектродный слой является равенство между эмиссионной способностью плазмы и пропускной способностью промежутка между плазмой и электродом. В бесстолкновительном приближении допустимую плотность тока на эмиттирующей поверхности плазмы можно определить, используя «закон 3/2» для цилиндрического вакуумного диода,

$$j = \frac{\epsilon_0}{R^2} \sqrt{\frac{2e}{M}} P(\xi) U^{3/2}, \quad (1)$$

где $\xi = r_0/R$, $P(\xi) = 4(9\xi\beta^2(\xi^{-1}))^{-1}$, β^2 — трансцендентная табулированная функция [4]. Поскольку $P(\xi)$ является немонотонной (штриховая линия

Рис. 2. Продольное распределение тока по катоду при различных давлениях.

Азот, $I_p = 6$ мА, $R = 21$ мм, $N = 15$; P , Тор: 1 — $2 \cdot 10^{-2}$, 2 — $3 \cdot 10^{-2}$, 3 — $5 \cdot 10^{-2}$.



на рис. 4), то из (1) следует, что при одних и тех же параметрах J , U возможны два состояния плазмы, отличающиеся положением плазменной границы. Проведенный в [5] анализ устойчивости обоих состояний показал, что лишь одно из них, удовлетворяющее условию $\xi \geq \xi_0$, где ξ_0 — точка, в которой $P(\xi)$ достигает минимума, является устойчивым. Исходя из этого, сокращение поверхности полого катода, участвующей в разряде, можно объяснить следующим образом. При $I_p < I_1$ реализация стационарного состояния с участием всех секций является невозможной, так как происходящее с убыванием I_p уменьшение r_0 приводит к тому, что состояние плазмы становится неустойчивым ($r_0 < \xi_0 R$). Вследствие развития неустойчивости происходят частичный распад плазмы и сокращение ее продольного размера до величины, при которой возможно установление стационарного состояния, удовлетворяющего условию устойчивости $r_0 \geq \xi_0 R$.

Определенная в [5] в бесстолкновительном приближении величина $\xi_0 \approx 0.31$ неплохо согласуется с экспериментально полученным отношением r_m/R . Однако следует отметить, что в исследованном диапазоне давлений отношение R к длине свободного пробега иона λ составляет $\alpha = R/\lambda \sim 1-10$ и для более корректной интерпретации результатов эксперимента (в частности, для объяснения эффекта сокращения S при уменьшении r и $I_p \sim \text{const}$) необходимо определить вид функции $P(\xi)$ в столкновительном режиме.

Анализ столкновительного переноса ионов проводился в [6, 7] в диффузионно-дрейфовом приближении, однако при больших отношениях E/p , которые характерны для рассматриваемого тлеющего разряда низкого давления, это приближение недопустимо и необходимо использование нелокальной модели переноса [8, 9]. Основные допущения, используемые в этой модели, заключаются в следующем: преобладающим столкновительным процессом является перезарядка, скорость иона, образовавшегося при перезарядке, в первый момент нулевая, а затем определяется пройденной им разностью потенциалов, λ обычно принимается не зависящей от скорости. В [10] при использовании таких допущений был проведен расчет характеристик столкновительного ионного слоя в цилиндрической геометрии. Однако в предложенной аппроксимационной формуле допущены неточности: в частности, из нее не следует используемая

в [10] при дальнейшем анализе и подтвержденная экспериментально линейная зависимость потенциала от протяженности слоя на больших расстояниях от границы плазмы. В связи с этим было проведено численное решение уравнения Пуассона

$$\frac{1}{y} \frac{d}{dy} \left(y \frac{dg}{dy} \right) = \frac{\exp(y_0(1-y))}{y \sqrt{g(y)}} + \int_1^y \frac{y_0 \exp(y_0(y'-y)) dy'}{y \sqrt{g(y)-g(y')}} \quad (2)$$

с граничными условиями $g(1) = g'(1) = 0$, описывающего столкновительный слой в цилиндрической геометрии.

В (2) использованы безразмерные величины

$$y = \frac{r}{r_0}, \quad y_0 = \frac{r_0}{\lambda}, \quad g = (\varphi(r_0) - \varphi) \left(\frac{r_{0j}^2}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \right)^{-2/3} \quad (3)$$

Результаты расчетов для нескольких значений параметра φ_0 приведены на рис. 3. Видно, что при $\varphi \rightarrow 0$ $g(\varphi, \varphi_0)$ стремится к функции $g_0(\varphi) = (9/4) \varphi^2 (y)^{2/3}$, описывающей распределение безразмерного потенциала в бесстолкновительном приближении. При больших φ зависимость $g(\varphi, \varphi_0)$ близка к линейной.

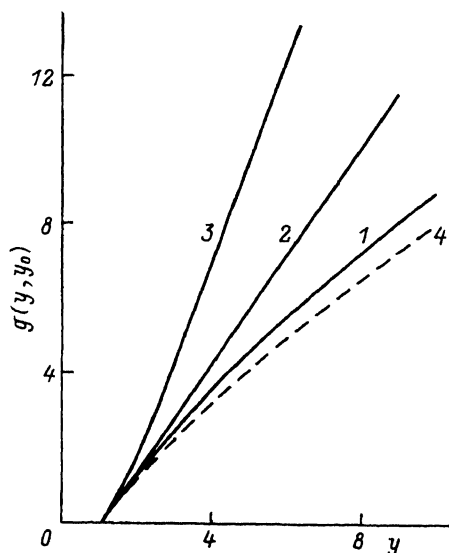


Рис. 3. Зависимость $g(\varphi, \varphi_0)$ для различных параметров φ_0 .

1 - 0.1, 2 - 1, 3 - 10, 4 - 0.

Возвращаясь к прежним переменным, получим связь между плотностью тока ионов, эмиттируемых плазмой, и падением потенциала на слое в виде

$$j = \frac{\epsilon_0}{r_0^2} \sqrt{\frac{2e}{M}} \left(\frac{\varphi(r_0) - \varphi(r)}{g\left(\frac{r}{r_0}, \frac{r_0}{\lambda}\right)} \right)^{3/2} \quad (4)$$

Сравнивая (4) с (1) и учитывая, что $U = \varphi(r_0) - \varphi(R)$, получим следующее выражение для $P(\xi)$ в столкновительном режиме:

$$P(\xi, \alpha) = \xi^{-2} (g(\xi^{-1}, \xi \alpha))^{-3/2} \quad (5)$$

$P(\xi, \alpha)$ для ряда значений параметра α приведены на рис. 4. Видно, что в столкновительном случае немонотонный характер $P(\xi)$, обуславливающий нарушение устойчивости плазмы при $\xi < \xi_0$ [5], сохраняется, но с увеличением α (т.е. с ростом давления) происходит существенное уменьшение пропорциональной

$P(\xi)$ — пропускной способности. Величина ξ_0 уменьшается незначительно и при больших α $\xi_0 \rightarrow 0.26$.

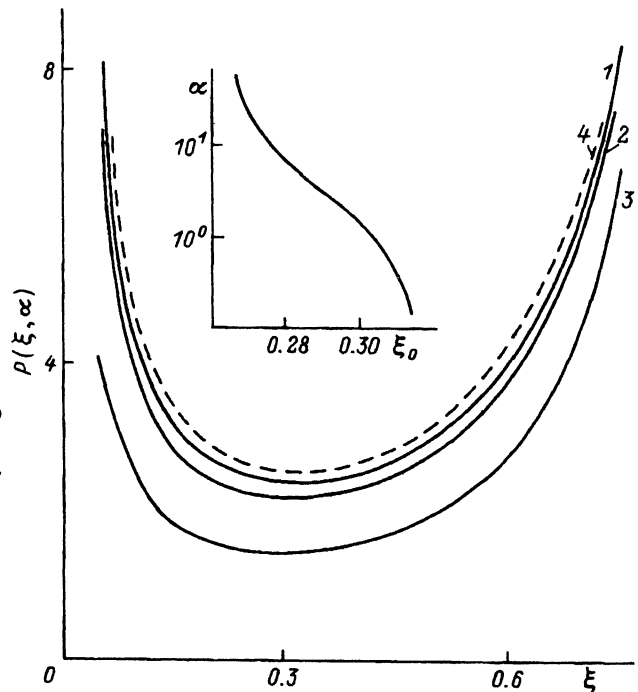


Рис. 4. Зависимость $P(\xi, \alpha)$ для различных параметров α .
1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 10, 4 — 0.

Таким образом, при учете столкновений улучшается соответствие между полученным экспериментально отношением g_m/R и расчетными значениями ξ_0 , что свидетельствует в пользу изложенного выше объяснения эффекта сокращения S с уменьшением I_p . Кроме того, используя результаты проведенных расчетов, можно дать следующее объяснение наблюдаемому при уменьшении p и $I_p \sim \text{const}$ сокращению S . С уменьшением давления растет плотность тока, пропускаемого промежутком между границей плазмы и электродом, но поскольку $I_p \sim jg_0$ поддерживается постоянным, то происходит соответствующее уменьшение g_0 . В результате при $g_0 < \xi_0 R$ состояние плазмы становится неустойчивым и, как и в случае уменьшения I_p при $p \sim \text{const}$, происходит частичный распад плазмы и сокращение ее продольного размера.

Таким образом, сокращение поверхности полого катода, участвующей в разряде, при уменьшении I_p или p и установление режима с частичным заполнением катодной полости плазмой могут быть связаны с неустойчивостью системы плазма—слой, возникающей при малых отношениях радиуса границы плазмы к радиусу полости. Следует, однако, отметить, что значения I_p , рассчитанные с помощью соотношения (4) при подстановке в него экспериментально определенных величин U и g_0 , меньше измеренных. Это расхождение можно объяснить тем, что при получении (4) принималось, что все ионы поступают в слой из плазмы. Однако при малых g_0 осциллирующие электроны значительную долю ионизаций осуществляют в слое, что и приводит к увеличению тока.

Список литературы

- [1] Кириченко В.И., Ткаченко В.М., Тюпионник В.Б. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 9. С. 1857–1867.
[2] Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 8. С. 452–455.

- [3] Метель А.С. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 10. С. 1928–1934.
- [4] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. С. 39
- [5] Крейндель Ю.Е., Никулин С.П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1208–1209.
- [6] Мак-Даниэль И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976. 422 с
- [7] Рожанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме М.: Энергоатомиздат, 1988. 248 с.
- [8] Jurgensen C.W., Shaqfeh E.S.G. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 11. P. 6200–6209.
- [9] Каган Ю.М., Перель В.И. // ДАН. 1956. Т. 108. № 2. С. 222–225.
- [10] Кучинский В.В., Сухомлинов В.С., Шейкин Е.Г. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 67–72

Институт электрофизики
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
5 мая 1991 г.