

В. Д. ПИСЬМЕННЫЙ, А. Т. РАХИМОВ

О КОНТРАГИРОВАНИИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА С ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

(Представлено академиком Л. А. Арцимовичем 5 III 1971)

Контракция положительного столба тлеющего газового разряда проявляется в том, что ток концентрируется в ограниченной области вблизи оси разрядной трубки. Хотя конкретный механизм этого эффекта зависит от многих характеристик разряда, общие условия, выполняющиеся в сильно сжатом токовом шнуре, можно считать выясненными. В работах (1-8) экспериментально и теоретически показано, что такими условиями являются неоднородность газовой температуры по сечению трубки и существование объемной рекомбинации электронов.

Однако наряду с изучением физики контрагированного состояния интересно понять, каким образом (непрерывно с увеличением тока или через неустойчивость при каком-то критическом значении тока) разряд переходит в такой режим горения. Это можно сделать, исследуя вольт-амперную характеристику разряда. Например, в работе (9) так рассматривалось возможное шнурование мощных разрядов, существенная часть энергии которых переходит в излучение, а в работе (4) исследовалась контракция положительного столба, в котором баланс электронов локально объемный. Подобный же анализ контрагирования положительного столба, радиус которого определяется диффузией электронов, до сих пор не проводился (см., например, обзор (3)).

В настоящей работе путем анализа вольт-амперной характеристики разряда рассматривается процесс токового контрагирования в плазме, в которой наряду с основной газовой компонентой имеются малые добавки электроотрицательных газов. Из эксперимента известно (3), что такие примеси усиливают эффект контракции и снижают токи и давления, при которых наступает шнурование тлеющего разряда, сопровождающееся обычно скачкообразным увеличением тока. Этот факт свидетельствует о том, что в таких разрядах преобладает механизм гибели электронов, связанный с образованием отрицательных ионов. (Характерные для этих экспериментов давления лежат в области 0,1–10 тор, а средние плотности токов 10^{-4} – 10^{-1} а/см².)

Запишем поэтому уравнения баланса электронов и энергии газа в упрощенном виде

$$\alpha(T) n_0 n_e - \beta(T) \bar{n}_0 n_e + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r D \frac{dn_e}{dr} \right] = 0, \quad (1)$$

$$\varepsilon(n_e, T) E^2 + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \lambda(T) \frac{dT}{dr} \right] = 0. \quad (2)$$

Граничные условия

$$\frac{dn_e}{dr}(0) = \frac{dT}{dr}(0) = 0; \quad n_e(R) = 0; \quad T(R) = T_R. \quad (3)$$

Здесь n_0 , $\bar{n}_0$ — концентрации основной и электроотрицательной компонент газа; T — температура тяжелых частиц; R — радиус трубки; D — коэффициент электронной диффузии, значение которого при наличии отрицательных ионов заключено между коэффициентами свободной и амбиопо-

лярной диффузии; β — коэффициент прилипания электронов; α — коэффициент ионизации нейтралов электронным ударом; σ — проводимость плазмы; λ — коэффициент газовой теплопроводности.

Заметим, что эти коэффициенты определяются электрон-нейтральными и нейтрал-нейтральными соударениями из-за слабой ионизации рассматриваемых разрядов. Коэффициенты, определяемые электрон-нейтральными соударениями, зависят от температуры электронов (T_e), которая выражается через T из уравнения энергобаланса между электронами и нейтралами

$$\sigma E^2 = n_e T_e \nu_{e0} \delta.$$

При независимости давления газа от разрядного тока и сечений электрон-нейтральных соударений от T получаем

$$T_e = cET. \quad (4)$$

Здесь δT_e — энергия, передаваемая при электрон-нейтральных соударениях, частота которых ν_{e0} и c — число, зависящее от рода и давления основной газовой компоненты.

Сделанное предположение относительно преобладающего механизма гибели электронов соответствует неравенству

$$R_h \equiv (D / \beta \tilde{n}_0)^{1/2} \ll R, \quad (5)$$

при выполнении которого диффузионный уход электронов на стенку трубки мал по сравнению с рекомбинацией электронов в объеме разряда. Тем не менее ясно, что диффузионным членом в уравнении (1) нельзя пренебречь, когда нагрев газа протекающим током существен, а следовательно, существенна и радиальная зависимость входящих в это уравнение коэффициентов. Поэтому при больших энерговкладах в плазму баланс электронов в рассматриваемой нами модели в принципе не может быть локально объемным.

Из всех коэффициентов, входящих в уравнение (1), самой сильной зависимостью от T обладает коэффициент ударной электронной ионизации. Так при максвелловском распределении электронов $\alpha \sim e^{-I/T_e}$, где I — потенциал ионизации нейтралов основного газа и $I/T_e \gg 1$. Поэтому при таком градиенте температуры по сечению трубки, когда выполняется неравенство

$$\frac{I}{T_e^2(0)} [T_e(0) - T_e(R_h)] \gg 1, \quad (6)$$

ионизация электронов происходит в основном в узкой приосевой зоне, радиус которой $R_0 \ll R_h$ оценивается равенством

$$\frac{I}{T_e^2(0)} [T_e(0) - T_e(R_0)] = 1.$$

Из этой зоны электроны диффундируют, образуя на периферии разряда отрицательные ионы и занимая область порядка R_h , вне которой, как видно из уравнения (1), концентрация электронов экспоненциально спадает. Следовательно, R_h , определяемый выражением (5), и есть предельный радиус контрагирования рассматриваемого разряда.

При малых же разрядных токах, когда

$$\frac{I}{T_e^2(0)} [T_e(0) - T_e(R)] \ll 1, \quad (7)$$

а следовательно, $\alpha(T)n_0 - \beta(T)\tilde{n}_0 > 0$ и в центре и на периферии разряда, уравнение (1) с соответствующими граничными условиями совпадает по виду с диффузионным уравнением Шоттки и поэтому $n_e(r) = n_e(0) \cdot I_0(2.4r/R)$ — Бесселева функция от действительного аргумента.

При промежуточных же разрядных токах, когда нарушаются оба неравенства (6) и (7), электроны сконцентрированы вблизи оси (в отличие

от решения Шоттки), но радиус, на котором начинается экспоненциальный спад n_e , больше R_k .

Чтобы выяснить, каким образом разряд переходит из контрагированного состояния (справедливо (7)) в предельно контрагированное (справедливо (6)), исследуем

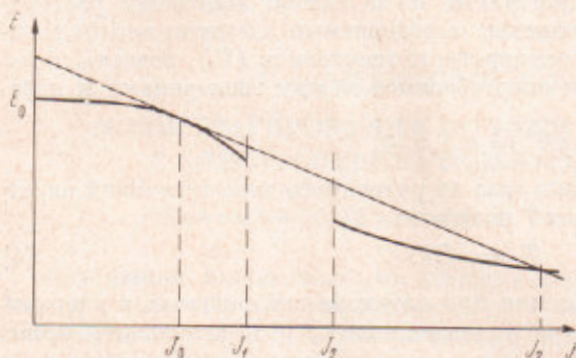


Рис. 1

вольт-амперную характеристику разряда в каждом из этих двух предельных случаев. При малых токах уравнения (1)–(3), как уже отмечалось, аналогичны уравнениям теории диффузионного положительного столба. В работах (¹⁰, ¹¹) численным решением было показано, что вольт-амперная зависимость такого столба имеет характерный вид, изображенный рис. 1, при малых токах ($J < J_1$). Отрицательный наклон этой кривой связан с учетом зависимости $T(r)$ и объясняется увеличением коэффициента ионизации в приосевой области разряда. Значение E_0 в рассматриваемом нами случае в силу выполнения неравенства (5) определяется из (4) и из уравнения

$$\alpha(T_n)n_0 = \beta(T_n)\tilde{n}_0. \quad (8)$$

Это уравнение, фактически определяющее вольт-амперную характеристику разряда при малых токах, теряет смысл в той области токов, когда справедливо неравенство (6) и разряд контрагирован. Для нахождения этого участка вольт-амперной характеристики следует воспользоваться интегральным аналогом уравнения (8), отвечающим преобладанию объемной рекомбинации электронов над диффузионным уходом их на стенки трубки,

$$\int_0^R \alpha[T(r)] n_0(r) n_e(r) dr^2 = \int_0^R \beta[T(r)] \tilde{n}_0(r) n_e(r) dr^2. \quad (9)$$

Заметим, что при выполнении неравенства (6), интеграл, стоящий в левой части (9), можно взять методом перевала из-за экспоненциального спада $\alpha(r)$ при $r < R_k$ с характерным размером $R_0 \ll R_k$. Поэтому значение этого интеграла будет определяться в основном температурой в центре разряда $T(0)$, которая, в свою очередь, с логарифмической точностью определяется величиной полного разрядного тока J , а не его радиальной зависимостью.

Для доказательства последнего утверждения о значении $T(0)$ приведем решение уравнения (2) с соответствующими граничными условиями (3), предполагая

$$\sigma(r) = \begin{cases} \sigma_0 = \text{const} & \text{при } 0 < r < R_k, \\ 0 & \text{при } R_k < r < R \end{cases} \quad (10)$$

и $\lambda(T) = AT^{1/2}$, что следует из постоянства давления в разряде и независимости сечения нейтрал-нейтральных соударений от T .

Тогда $T(0) = \left\{ \frac{3IE}{4\pi A} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{R}{R_k} \right) \right\}^{2/3} \gg T_R$ и из (4) имеем $T_e(0) = aJ^{1/2}E^{3/2}$, где a — число, логарифмически зависящее от величины тока и от радиуса контракции.

В интеграле же, стоящем в правой части выражения (8), все величины меняются на характерной длине изменения тока R_k , так как $n_e \sim \sigma$. Поэтому величина этого интеграла зависит от J и E степенным образом.

Следовательно, (9) можно записать в виде

$$\exp(I/(aJ^{1/2}E^{1/2})) = f(J, E),$$

где $f(J, E)$ — некоторая степенная функция.

Отсюда, наконец, следует, что при выполнении условия $I/T_e(0) \gg 1$ в области больших токов с точностью до величин, меняющихся логарифмически, вольт-амперная зависимость $E \sim J^{-2/5}$. На рис. 1 этому участку вольт-амперной характеристики соответствует кривая при больших токах ($J > J_2$).

Теперь из асимптотик $E(J)_1$, изображенных для рассмотренного здесь разряда на рис. 1, можно сделать следующий вывод.

Существование режимов, при которых происходит контрагирование разряда с неустойчивым ростом тока, становится понятным, так как выпуклость кривой $E(J)$ меняет свой знак при переходе от J , соответствующих неконтрагированному состоянию положительного столба, к J , соответствующим контрагированному состоянию; причем ясно, что внешней электротехнической цепью можно регулировать критический ток перехода. Так, например, при нагрузочной прямой (рис. 1) критическим током является J_0 , при котором разряд переходит в контрагированное состояние с током J_2 . Укрупнением же этой критической прямой можно затянуть ток перехода до больших значений, а сам переход сделать более плавным. Заметим, что этот факт может оказаться важным при работе с некоторыми газовыми лазерами.

В заключение отметим, что контрагирование положительного столба с электроотрицательными примесями можно использовать для оценки соответствующего коэффициента прилипания электронов. Для этого достаточно измерить температуру электронов и токовый радиус в контрагированном состоянии (формула (5)), который можно определить, измеряя радиальное распределение газовой температуры и сравнивая его с вычисленной по (2) зависимостью $T(r)$ в предположении (10).

Научно-исследовательский институт
ядерной физики

Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
25 II 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ C. Kenty, Phys. Rev., 126, 1235 (1962). ² R. H. Lynch, J. Appl. Phys., 38, 3965 (1967). ³ В. Ю. Баранов, К. Н. Ульянов, Письма ЖЭТФ, 6, 622 (1967). ⁴ А. Т. Рахимов, Ф. Р. Уленич, ДАН, 187, 72 (1969). ⁵ K. G. Emelcus, E. W. Gray et al., Intern. J. Electronics, 25, 367 (1968). ⁶ C. A. M. Mouwen, J. M. M. Claasens, Phys. Lett., 31A, 123 (1970). ⁷ А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов, ЖТФ, 40, 1682 (1970). ⁸ Ю. Г. Козлов, А. М. Шухтин, Оптика и спектроскопия, 29, 232 (1970). ⁹ В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, Phys. Lett., 33A, 17 (1970). ¹⁰ G. Ecker, O. Zöller, Phys. Fluids, 7, 1996 (1964). ¹¹ G. Ecker, W. Kröll et al., Phys. Fluids, 10, 1037 (1967).