

УДК 533.9.03

## Влияние нагрева газа на вольт-амперную характеристику генератора электронного пучка на основе стационарного открытого разряда

А. И. Головин

*С использованием ранее построенной модели физических процессов в генераторе электронного пучка на основе стационарного высоковольтного тлеющего разряда с убеганием электронов проведена оценка влияния нагрева газа в области катодного падения потенциала на вольт-амперную характеристику генератора.*

PACS: 52.59Vi

*Ключевые слова:* пучок электронов, тлеющий разряд, убегание электронов.

### Введение

Генераторы электронных пучков (ГЭП), основанные на убегании электронов из высоковольтного тлеющего разряда (часто используют термин «открытый разряд»), являются перспективным средством решения широкого круга технологических задач, так как работают непосредственно в газе в форвакуумной области давлений [1, 2]. Конструктивно такие генераторы состоят из плоского катода и близко расположенного сетчатого или полого анода. При подаче напряжения зажигается аномальный тлеющий разряд, напряженность электрического поля в котором достаточно велика для перехода эмитируемых катодом электронов в режим непрерывного ускорения. При этом размер зоны катодного падения потенциала (КПП), в которой происходит ускорение электронов, превышает расстояние между катодом и анодом. Рабочее давление может достигать нескольких кПа в непрерывном режиме и более 10 кПа — в импульсном.

При генерации пучков импульсами длительностью в пределах нескольких микросекунд в режиме одиночных импульсов или при их невысокой частоте повторения (т. е. при небольшой средней мощности разряда) нагрев газа пренебрежимо мал и может не учитываться. Такие режимы характерны, например, при пучковой накачке лазеров. В то же время некоторые применения требуют реализации непрерывного или импульсного режима работы с высокой средней мощностью,

при которой нагрев газа уже будет существенным. В частности, такие генераторы могут быть использованы для термической обработки диэлектрических материалов [3], где создаваемая пучком плазма обеспечивает снятие зарядов с поверхности диэлектрика. Интересным направлением является также использование ГЭП в светотехнике [4].

В работе [5] предложена модель физических процессов в открытом разряде с использованием уравнения Пуассона для электрического поля, приближения непрерывного ускорения для электронов и гидродинамического приближения для ионов с учетом существенного влияния резонансной перезарядки в области катодного падения потенциала в открытом разряде. В результате получена вольт-амперная характеристика (ВАХ) разряда, которая может быть представлена в виде степенной зависимости тока от напряжения с коэффициентами, логарифмически зависящими от напряжения и параметров анода. Получена квадратичная зависимость тока от концентрации молекул газа, однако нагрев газа под воздействием пучка здесь не учитывался. Поскольку увеличение температуры приведет к снижению плотности, нагрев может существенно повлиять на ток разряда. Сделанные в [6] оценки показывают, что температура газа может в разы превышать комнатную.

Целью настоящей работы является учет нагрева газа в рамках предложенной в [5] модели процессов в разряде для уточнения зависимости тока разряда от напряжения. В связи с этим в данной работе используются те же обозначения, что и в [5].

### Тепловыделение в газе

Предложенная в [5] модель позволяет учесть энерговыделение в каждой точке пространства, однако для предварительных оценок будем счи-

Головин Андрей Иванович, начальник отдела. Исследовательский центр им. М. В. Келдыша» (ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша»). Россия, 125438, Москва, Онежская ул., 8. Тел. (495) 456-64-13. E-mail: aigolovin@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 22 июня 2015 г.

© Головин А. И., 2015 г.

тать температуру газа одинаковой во всей области КПП, что позволяет использовать интегральные (средние) характеристики.

Общее тепловыделение дрейфующих к катоду ионов можно представить как интеграл произведения ионного тока на напряженность поля за вычетом энергии, приносимой ионами непосредственно на катод:

$$W_i = \int_0^d J_i(x) E(x) dx - W_{ic}.$$

Используя интегрирование по частям с учетом формулы (3) работы [5], получим  $W_i = W_{if} - W_{nc} - W_{ic}$ , где  $W_{if} = UJ_i$  — работа, совершаемая электрическим полем над положительными ионами,  $W_{nc} = J_n I_n = W_{if} \xi_0 / \xi_1$  — энергия, переносимая на катод быстрыми нейтралами, образующимися при резонансной перезарядке. Как показывают численные расчеты [7], отношение безразмерных параметров  $\xi_0 / \xi_1$  слабо убывает с ростом напряжения и при напряжениях от 1 до 10 кВ меняется от 0,34 до 0,26 (зависит от сорта газа). Для качественных оценок можно считать  $\xi_0 / \xi_1 \approx 0,3$ , то есть около 30 % полученной ионами от поля энергии переносится на катод нейтральными молекулами.

При аномальной диффузии ионов (формула (8) работы [5]) переносимая ионами на катод энергия выражается следующим образом:

$$W_{ic} = \frac{J_i U}{\pi N \sigma_r d} \frac{2\lambda_1}{\mu\lambda_2} = W_{if} \frac{l_r}{d} \frac{2\lambda_1}{\pi\mu\lambda_2}.$$

Здесь  $l_r = (N\sigma_r)^{-1}$  — длина пробега иона по резонансной перезарядке. В открытом разряде перезарядка играет существенную роль [8], поэтому должно быть выполнено условие  $l_r \ll d$ , то есть  $W_{ic} \ll W_{if}$ .

Нагрев газа ускоряющимися электронами можно оценить как произведение ионного тока и разности между эффективной ценой образования иона и потенциалом однократной ионизации (наиболее вероятный отрыв электрона внешней оболочки):

$$W_e = \frac{J_i}{e} (I_i - I_1).$$

Например, для гелия  $I_i = 42,3$  эВ,  $I_1 = 24,5$  эВ. Очевидно, что  $W_e \ll W_{if}$ . Если же для оценок вместо  $I_1$  использовать средний потенциал ионизации  $I$ , входящий в формулу Бете (усреднен по всем электронам с учетом дипольного момента), вклад  $W_e$  будет еще менее значительным. Так,

для гелия  $I = 41,8$  эВ. При энергии электронов менее  $\sim 5$  кэВ цена образования иона возрастает приблизительно вдвое, однако и в этом случае вклад  $W_e$  остается пренебрежимо малым.

Таким образом, суммарное энергосодержание в газе можно оценить как

$$W_{нагр} = W_i + W_e \approx W_{if} - W_{nc} = J_i U \left( 1 - \frac{\xi_0}{\xi_1} \right) \approx 0,7 J_i U$$

### Отвод тепла из газа

Как отмечено в [6], из-за низкой теплопроводности разреженного газа его охлаждение осуществляется за счет теплопередачи теплопроводностью на катод и на другие элементы конструкции — анод, изолятор и т. п. При большой температуре газа значительную роль может играть лучистый теплообмен. Роль конвекции в отводе тепла от газа в разряде пренебрежимо мала, хотя может быть заметной в тепловом балансе ГЭП в целом (теплоотвод от внешней поверхности).

Далее будем предполагать, что теплопроводностью тепло из газа переносится в основном на катод, обладающий в конструкции [9] наибольшей теплосъемной способностью. В этом случае отвод тепла из газа можно оценить как

$$W_{mn} = \frac{\lambda S}{\mu_0 l} (T - T_k).$$

Здесь  $T$  — температура газа,  $T_k$  — температура рабочей поверхности катода,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности газа,  $S$  — площадь рабочей поверхности катода,  $l$  — длина свободного пробега молекул газа. Значение численного коэффициента  $\mu_0$  зависит от сорта газа.

Коэффициент теплопроводности, согласно [10], при температурах от 100 до 2400 К аппроксимируется многочленом третьей степени:

$$\lambda/\lambda_0 = 0,313 + 0,716 \cdot T/T_0 - 0,0366 \cdot (T/T_0)^2 + 0,00128 \cdot (T/T_0)^3$$

Здесь и далее индексом «0» обозначены параметры газа при нормальных условиях. Будем считать, что это соответствует параметрам газа вне разрядного промежутка. Легко убедиться, что в практически значимом диапазоне температур основной вклад вносит линейный член  $\lambda \approx \lambda_0 a T/T_0$ . В гелии при  $a = 0,69$  это приближение отличается от данных [10] менее чем на 30 % при температурах свыше 400 К, что не превышает ожидаемой погрешности модели из работы [5].

Для удобства анализа выразим в явном виде зависимость отводимой мощности от температуры (с учетом пропорциональности длины свободного пробега температуре):

$$W_{mn} = \alpha_1 (T - T_k), \quad \alpha_1 = \frac{\lambda_0 S a}{\mu_0 l_0}.$$

Следовательно, с принятой точностью, теплоотвод от газа, вызванный его теплопроводностью, пропорционален разности температур газа и катода.

Для практических расчетов теплового излучения газов принято использовать зависимость, аналогичную закону Стефана-Больцмана, а именно,  $W_{изл} = \sigma T^4$ . В коэффициент  $\sigma$  включена эффективная степень черноты газа, которая может зависеть от температуры, давления и геометрических характеристик излучающей области газа.

Очевидно, что при стационарном тепловом режиме имеем  $W_{нагр} = W_{mn} + W_{изл}$ . Это, с учетом сделанных выше предположений, дает уравнение

$$UJ_i \left( 1 - \frac{\xi_0}{\xi_1} \right) = \alpha_1 (T - T_k) + \sigma T^4. \quad (1)$$

### Тепловой баланс катода

Оценки средней температуры катода по скорости нагрева при относительно небольшой мощности ГЭП и, соответственно, при небольшом тепловыделении в катодном слое, сделаны в работе [6]. Кинетическая энергия ионов и нейтралов, приносимая напрямую на катод, не учитывалась. Средняя температура катода оценена в 20 % от температуры газа в катодном слое.

Нагрев катода излучением в конструкции [9] незначителен, так как размер зоны КПП значительно превышает размер рабочей области катода. Будем считать, что к рабочей зоне катода подводится тепловая мощность  $W_{нк} = W_{mn} + W_{nc} + W_{ic}$ .

Охлаждение рабочей зоны происходит за счет теплопроводности катода, размеры которого могут быть много больше размеров рабочей зоны. Охлаждение же всего катода в конструкции [9] происходит за счет теплопередачи с боковой поверхности цилиндрического катода в керамический изолятор. В других вариантах ГЭП может использоваться принудительное охлаждение [11].

Отводимое от рабочей области катода тепло пропорционально разности температур между рабочей областью и окружающей средой с коэффициентом пропорциональности  $\alpha_2$ , который может быть определен в результате отдельного анализа теплофизических свойств конкретного варианта ГЭП:  $W_{ок} = \alpha_2 (T_k - T_0)$ .

Здесь не учитывались такие процессы, как охлаждение катода излучением, охлаждение за счет эрозии, потери энергии при эмиссии электронов. Перечисленные эффекты представляются незначительными. В частности, существенный вклад радиационного теплообмена возможен только при достаточно высокой температуре катода, которая ограничена как минимум двумя факторами — плавлением катода и началом интенсивной термоэмиссии, что приведет к переходу разряда в дуговую.

С учетом малости  $W_{ic}$  для стационарного случая, получим соотношение:

$$\alpha_2 (T_k - T_0) = \alpha_1 (T - T_k) + UJ_i \frac{\xi_0}{\xi_1}. \quad (2)$$

Из-за большой теплоемкости конструкции достижение стационарного теплового режима может потребовать значительного времени. В проводившихся экспериментах с измерением температуры внешней поверхности ГЭП достижение теплового равновесия требовало десятков минут. Можно предположить, что температура рабочей поверхности катода достигает близкой к равновесной величины значительно быстрее, так как элементы конструкции ГЭП, обладающие наибольшей теплоемкостью, отделены от катода керамическим изолятором, имеющим низкую теплопроводность. Косвенно это предположение подтверждается тем, что после включения ГЭП ток разряда за время не более нескольких минут снижается на величину до 30 %, после чего меняется незначительно, несмотря на увеличение температуры внешней поверхности ГЭП. Такое изменение тока можно объяснить прогревом рабочей области катода до температуры, близкой к равновесной, что приводит к увеличению температуры газа и снижению его плотности с соответствующим снижением тока.

### Влияние на ВАХ

Несложными преобразованиями из уравнений (1) и (2) можно получить

$$\alpha_1 (T - T_0) + \sigma T^4 = UJ_i \left( 1 - \frac{\xi_0}{\xi_1} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right) \quad (3)$$

$$T_k = T_0 + \frac{UJ_i - \sigma T^4}{\alpha_2}. \quad (4)$$

Приводимые в [5] выражения для полного тока разряда  $J$  и ионного тока  $J_i$  являются доволь-

но громоздкими. Для удобства дальнейшего анализа представим их в следующей форме:

$$J_i = U^2 \frac{p^2}{T^2} f_i(U) \quad (5)$$

$$J = U^{2+\nu} \frac{p^2}{T^2} f(U). \quad (6)$$

Здесь  $p$  — давление газа, функции  $f$  и  $f_i$  слабо зависят от напряжения при напряжениях много больших величины, определяемой условием (16) работы [5]. Этому условию соответствуют напряжения свыше нескольких кВ в зависимости от сорта газа. Параметр  $\nu$  — показатель степени при аппроксимации  $\xi_0^{7/2} / \xi_2 \sim U^\nu$ . Анализ результатов расчетов [7] показал, что при напряжениях свыше нескольких кВ значения  $\nu$  лежат, как правило, в диапазоне от 0,4 до 0,8 в зависимости от сорта газа и диапазона напряжений. Например, в гелии при напряжении от 2 до 10 кВ аппроксимация дает  $\nu \approx 0,42$  при коэффициенте детерминации  $R^2 \approx 0,998$ . В воздухе в том же диапазоне напряжений  $\nu \approx 0,50$  при коэффициенте детерминации  $R^2 \approx 0,996$ , а для напряжений от 1 до 3 кВ —  $\nu \approx 0,71$  при том же коэффициенте детерминации.

Подстановкой (5) в (3) можно получить уравнение, описывающее зависимость температуры от напряжения:

$$\begin{aligned} T^2 (\alpha_1 (T - T_0) + \sigma T^4) = \\ = U^2 p^2 f_i(U) \left( 1 - \frac{\xi_0}{\xi_1} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Дальнейшей подстановкой температуры в (6) можно получить уточненную зависимость тока разряда от напряжения. Подстановкой (5) и температуры из (7) в (4) можно найти температуру рабочей части катода.

Температура газа может быть найдена численным решением (7). В случае  $T \gg T_0$  уравнение (7) может быть решено аналитически и имеет единственное положительное действительное решение для температуры, однако соответствующее выражение является достаточно громоздким и только усложнит анализ. Рассмотрим поэтому три частных случая.

При  $\Delta T = T - T_0 \ll T_0$ , пренебрегая лучистым теплообменом и ограничиваясь линейными по  $\Delta T$  членами, легко получить следующие зависимости:

$$\Delta T = \frac{U^2 p^2}{\alpha_1 T_0^2} f_i(U) \left( 1 - \frac{\xi_0}{\xi_1} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right),$$

$$J = U^{2+\nu} \frac{p^2}{T_0^2} f(U) \left( 1 - \frac{\Delta T}{T_0} \right).$$

В этом случае ток растет чуть медленнее, чем напряжение в степени  $2,90 \div 3,30$ , однако влияние нагрева газа незначительно. Зависимость тока от давления близка к квадратичной. Следует отметить, что такая зависимость тока от напряжения и давления уже использовалась в [8] для импульсных разрядов.

В случае, когда  $T \gg T_0$ , но при незначительном влиянии лучистого теплообмена, получим другие соответствующие зависимости:

$$T^3 = \frac{U^2 p^2}{\alpha_1} f_i(U) \left( 1 - \frac{\xi_0}{\xi_1} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right)$$

$$J = U^{5+\nu} p^{\frac{2}{3}} f(U) \left( \frac{\alpha_1}{f_i(U) \left( 1 - \frac{\xi_0}{\xi_1} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right)} \right)^{\frac{2}{3}}.$$

Ток в этом случае пропорционален напряжению в степени  $1,23 \div 1,63$  и давлению в степени  $2/3$ .

Если же преобладает лучистый теплообмен, то имеем следующие формулы:

$$T^6 = \frac{U^2 p^2}{\sigma} f_i(U) \left( 1 - \frac{\xi_0}{\xi_1} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right)$$

$$J = U^{5+\nu} p^{\frac{4}{3}} f(U) \left( \frac{\sigma}{f_i(U) \left( 1 - \frac{\xi_0}{\xi_1} + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right)} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Тогда ток пропорционален напряжению в степени  $2,07 \div 2,47$  и давлению в степени  $4/3$ .

По мере роста мощности разряда следует ожидать последовательного перехода от первого предельного случая к третьему. На практике первый случай может реализовываться только при очень малой мощности и представляет интерес, в первую очередь, для работы в импульсном режиме с невысокой частотой повторения. Промежуточное положение между вторым и третьим случаями,

когда существенный вклад вносят как теплопроводность, так и лучистый теплообмен, соответствует рекомендуемому в [12] для электронных пушек с высоковольтным тлеющим разрядом (т.н. ВТР-пушек) эмпирическому закону — квадратичной зависимости тока от напряжения и линейной от давления.

### Заключение

Проведенный анализ показал, что нагрев газа может оказывать существенное влияние на ВАХ открытого разряда, причем наибольшим влияние оказывается при температуре газа, существенно превышающей температуру окружающей среды, но при условии, что лучистый теплообмен не играет роли. Этот случай соответствует относительно небольшой мощности ГЭП. В случае же преобладающей роли теплопередачи излучением влияние нагрева газа на ВАХ существенно снижается.

Зависимость тока разряда от давления газа может существенно отличаться от квадратичной, свойственной для обычного тлеющего разряда. В связи с этим использование классического критерия подобия  $J/p^2$  применительно к стационарному открытому разряду не является корректным. Следует отметить, что зависимость тока от давления существенно проще, чем от напряжения. В дальнейшем планируются экспериментальные исследования по проверке полученных соотношений для зависимости тока от давления.

Полученные результаты могут быть адаптированы к импульсно-периодическому разряду путем учета скважности импульсов.

Результаты качественно соответствуют экспериментальным данным, приводимым в работах [1] и [5] для стационарного открытого разряда, и согласуются с данными [12] для ВТР-пушек.

Количественная оценка влияния нагрева газа требует разработки тепловой модели ГЭП применительно к конкретной конструкции.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Бобров В. А., Войтешонок В. С., Головин А. И. и др. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 8. С. 121.
2. Сорокин А. Р. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 47.
3. Бурдовицин В. А., Климов А. С., Окс Е. М. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 11. С. 61.
4. Муратов Е. А., Рахимов А. Т., Суевин Н. В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 5. С. 121.
5. Головин А. И., Егорова Е. К., Шлойдо А. И. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 10. С. 27.
6. Туркин А. В. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 11. С. 14.
7. Головин А. И. // Прикладная физика. 2015. № 3. С. 43.
8. Сорокин А. Р. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 17. С. 1.
9. Бобров В. А., Войтешонок В. С., Головин А. И. и др. / Патент РФ № 2535622, 2013.
10. Варгафтик Н. Б. и др. Теплопроводность жидкостей и газов. — М.: Издательство стандартов, 1978.
11. Азаров А. В., Митько С. В., Очкин В. Н. / Патент РФ № 2172573, 2000.
12. Завьялов М. А., Крейнделъ Ю. Е., Новиков А. А. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. — М.: Энергоатомиздат, 1989.

## Influence of gas heating on the voltage-current characteristic of an electron beam generator based on a stationary open discharge

A. I. Golovin

M. V. Keldysh Research Centre (SSC FSUE Keldysh Research Centre)  
8 Onezhskaya str., Moscow, 125438, Russia  
E-mail: aigolovin@yandex.ru

Received June 22, 2015

*Using the model of physical processes suggested early for electron beam generator on the base of stationary high voltage glow discharge with runaway electrons, effects of gas heating in cathode falling on voltage-current characteristic have been estimated.*

PACS: 52.59Bi

*Keywords:* electron beam, glow discharge, runaway of electrons.

## REFERENCES

1. V. A. Bobrov, V. S. Voiteshonok, A. I. Golovin, et al., *Tech. Phys.* **83** (8), 121 (2013).
2. A. R. Sorokin, *Tech. Phys.* **76** (5), 47 (2006).
3. V. A. Burdovitsin, A. S. Klimov, and E. M. Oks, *Tech. Phys. Lett.* **35** (11), 6 (2009).
4. E. A. Muratov, A. T. Rakhimov, and N. V. Suetin, *Tech. Phys.* **74** (5), 121 (2004).
5. A. I. Golovin, E. K. Egorova, and A. I. Shloido, *Tech. Phys.* **84** (10), 27 (2014).
6. A. V. Turkin, *Tech. Phys.* **84** (11), 13 (2014).
7. A. I. Golovin, *Prikladnaya Fizika*, No. 3, 43 (2015).
8. A. R. Sorokin, *Tech. Phys. Lett.* **29** (17), 1 (2003).
9. V. A. Bobrov, V. S. Voiteshonok, A. I. Golovin, et al., RF Patent No. 2535622 (2013).
10. N. B. Vargaftik et al., *Thermal Conduction of Liquids and Gases* (Izd. Standartov, Moscow, 1978) [in Russian].
11. A. V. Azarov, S. V. Mit'ko, and V. N. Ochkin, RF Patent No. 2172573 (2000).
12. M. A. Zav'yalov, Yu. E. Kreindel', and A. A. Novilov, *Plasmic Processes in Technological Electron Guns* (Energoatomizdat, Moscow, 1989) [in Russian].