

40. Knoff H., Mason E. A., Vanderslice J. T. Interaction energies, charge-exchange cross sections and diffusion cross sections for N — N⁺ and O—O⁺ collisions // J. Chem. Phys.— 1964.— V. 40.— P. 3548.
41. Беляев В. А., Брежнев Б. Г., Ерастов Е. М. Резонансная перезарядка ионов углерода и азота при низких энергиях // ЖЭТФ.— 1968.— Т. 54, вып. 5.
42. Люстерник В. Е., Лавуцев А. В. Обзор и экспериментальное уточнение данных по вязкости воздуха и аргона при температурах до 2000 К и атмосферном давлении // Термодинамические свойства вещества и материалов.— М.: Изд-во стандартов, 1978.— Вып. 12.
43. Beebe N. H. F., Thulstrup E. W., Andersen A. Configuration interactions of low-lying electronic states of O₂, O₂⁺, O₂²⁺//J. Chem. Phys.— 1976.— V. 64.— P. 2080.
44. Schreiber P. M., Hunter A. M., Benedetto K. B. Argon and nitrogen plasma viscosity measurements // Phys. Fluids.— 1971.— V. 12.— P. 2696.
45. Меккер Г., Баудер У. Определение переносных свойств плазмы // Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики.— Новосибирск: Наука, 1977.
46. Yos J. M. Revised transport properties for high-temperature air and its components // AVCO Corp. Wilmington Mass. (USA), RT-65, 1965.
47. Kulik P. P., Panevin Y. G. Transport properties of thermally ionized air // 8th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases.— Vienna, 1967.

Поступила 27/1 1987 г.

УДК 537.2+533.591

ДИНАМИКА СВЧ-РАЗРЯДА В МОЛЕКУЛЯРНОМ ГАЗЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Е. Я. Коган, Б. Ю. Кузин
(Куйбышев)

1. Высокочастотный разряд в плотном газе ($\nu_e > \omega$) и подпороговом поле формируется в два этапа. Вначале возбуждается несамостоятельный разряд, инициируемый внешним источником ионизации. Развивающаяся в нем ионизационно-перегревная неустойчивость переводит его в режим самостоятельного. Те же стадии определяют перенос пробоя в газе, т. е. формирование волны ионизации. Несамостоятельный разряд в невозмущенных областях газа связан здесь с переносом энергии из области установившегося разряда [1—3]. В режим самостоятельный разряд переходит на нелинейной стадии ионизационно-перегревной неустойчивости — на стадии ее насыщения. Поэтому анализ этой стадии позволяет оценить установившиеся параметры разряда и его пространственно-временную структуру.

Нелинейная стадия ионизационно-перегревной неустойчивости характерна тем, что экспоненциальный рост плотности плазмы сменяется взрывным, а в этих условиях диффузия частиц и тепла не стабилизирует неустойчивость [4]. Здесь имеется в виду эволюция возмущения в нелинейном режиме с обострением [5—7], в котором развитие неустойчивости в диссипативной системе приводит к уменьшению пространственного и временного масштабов распределения параметров.

На данной стадии при достаточно общих предположениях эволюция параметров газа и плазмы следует уравнению [4]

$$(1.1) \quad \partial P / \partial t = \partial^2 P / \partial x^2 + f(P)$$

($f(P)$ — нелинейная функция параметра P). Можно показать, что в условиях пробоя газа в подпороговом СВЧ-поле при достаточно общих предположениях $f(P) = P^\alpha$ ($\alpha > 1$). Тогда простой анализ размерности уравнения позволяет оценить пространственный Δx и временной Δt масштабы распределения: $\Delta t \sim P^{-(\alpha-1)}$, $\Delta x \sim P^{-(\alpha-1)/2}$, откуда вытекает, что неустойчивость не насыщается в нелинейном режиме, а возмущение коллапсирует.

Приведенный анализ не учитывает, что взаимодействие электромагнитного поля с плазмой характеризуется собственными пространственными масштабами — скин-слоем λ и длиной поглощения энергии поля $1/\mu$.

Поскольку $\lambda \leq 1/\mu$, скин-слой соответствует размеру эффективного взаимодействия поля с плазмой. Такой масштаб определяет асимптотически поведение системы, подчиняя себе пространственно-временные масштабы нелинейных диффузионных процессов.

Согласованные пространственный и временной масштабы нелинейного режима с обострением таковы, что этот режим сопровождается взрывным нарастанием возмущения. Появление в системе нового масштаба λ , изменение которого не определяется нелинейным уравнением «диффузии» и который в этом смысле не является самосогласованным, должно приводить к эффекту масштабной конкуренции. В результате эволюция параметров меняет масштаб изменения, с чем связана возможность стабилизации неустойчивости диффузионными процессами, поскольку режим с обострением развивается в коллпсирующем пространственном масштабе, где стабилизация этими процессами исключена. Механизм стабилизации — перенос частиц и энергии из области разряда, а введение стороннего масштаба приводит к смене режима, начиная с некоторых его значений. Переход в режим без обострения следует из анализа поведения асимптотики (1.1) при заданном законе изменения масштаба.

2. Модель развития пробоя в молекулярном газе в СВЧ-поле может быть описана системой уравнений баланса энергии и частиц для газа и плазмы:

$$(2.1) \quad \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{e^2 E^2 \nu_c}{3m(\omega^2 + \nu_e^2)} - \left[\delta_{em} \nu_{em} + 2 \frac{m}{M} (\nu_{ei} + \nu_{ea}) \right] (T_e - T) + \frac{1}{n_e} \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right);$$

$$(2.2) \quad (N_m + N_a) \frac{\partial T}{\partial t} = \left(\delta_{em}^{\nu T} \nu_{em} + 2 \frac{m}{M} \nu_{ea} \right) (T_e - T) n_e + \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_a \frac{\partial T}{\partial x} \right);$$

$$(2.3) \quad \frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_a \frac{\partial n_e}{\partial x} \right) + (\nu_i - \nu_s - \nu_r^d n_e) n_e + q;$$

$$(2.4) \quad \frac{\partial N_a}{\partial t} = \nu_d n_e - \beta_{ae} N_a^2;$$

$$(2.5) \quad p = (N_m + N_a) T + n_e (T_e + T) = \text{const.}$$

Здесь T_e , T — температуры электронов и тяжелого компонента; m , M — их массы; n_e , N_m , N_a — концентрации электронов, молекул, атомов; p — давление; κ_e , κ_a — коэффициенты электронной и газовой теплопроводности; ν_i , ν_r^d , ν_s — частоты ионизации, диссоциативной рекомбинации и прилипания; β_{ae} — коэффициент трехчастичной рекомбинации атомов с участием электрона; ν_{em} , ν_{ea} , ν_{ei} — частоты рассеяния электрона на молекуле, атоме, ионе; δ_{em} — коэффициент аккомодации электрона на молекуле; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии. Предполагаем, что все газодинамические процессы изобаричны.

Приведенная модель описывает одномерную динамику ионизационно-перегревной неустойчивости в СВЧ-поле напряженностью E и частотой ω в молекулярном газе с учетом его диссоциации. Область пробоя в рамках модели представляет собой плоский слой плазмы, ограниченный в направлении оси x , на который падает электромагнитная волна. Отражение поля на границе слоя приводит к связи значений напряженности падающей E_0 и прошедшей волн:

$$E = 2E_0 / (|\sqrt{\varepsilon_0} + 1|), \quad \varepsilon_0 = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + \nu_e^2) + i4\pi\sigma/\omega.$$

Здесь ε_0 — комплексная диэлектрическая проницаемость; $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m}$ — плазменная частота; $\nu_e = \nu_{em} + \nu_{ea} + \nu_{ei}$. Поле в слое следует соотношению $\partial E^2 / \partial x = -\mu E^2$, где $\mu = 4\pi\sigma/c$ — коэффициент поглощения; σ — проводимость плазмы; c — скорость света в вакууме. Аналитическое

изучение (2.1)—(2.5) не представляется возможным. Поэтому анализ системы проведен численными методами.

Оценки слагаемых в уравнениях показывают, что диффузионные процессы становятся существенными, когда масштаб диффузии приближается к размеру скин-слоя $\lambda = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$. В таких условиях коэффициент поглощения $\mu \approx 1/\lambda$, а $\lambda < c/\omega$. Диффузионные слагаемые могут быть аппроксимированы на этом масштабе выражением типа $\sim P/\lambda^2$, поскольку на размер λ можно пренебречь неоднородностью параметров.

Для численного анализа модели значения ν_s, ν_r^d приняты в соответствии с [8—10], значения D_a, κ_e, κ_a берутся из [11], частота диссоциации вычисляется по формуле

$$\nu_d = \frac{2}{\sqrt{\pi m}} \frac{N_m}{T_e^{3/2}} \int_{\epsilon_d}^{\infty} \epsilon \sigma_d(\epsilon) \exp\left(-\frac{\epsilon}{T_e}\right) d\epsilon,$$

в которой сечение диссоциации электронным ударом $\sigma_d(\epsilon)$ принято в соответствии с экспериментальным значением [12]; ϵ_d — энергия диссоциации; ϵ — энергия электронов. Значения $\nu_{em}, \nu_{ea}, \nu_{ei}, \nu_{im}, \nu_{ia}$ рассчитаны по формулам, предложенным в [13]. Коэффициент аккомодации

$$\delta_{em} = 2 \frac{m}{M_m} \frac{\nu_{em}^y}{\nu_{em}} + \frac{16\pi}{3} \frac{N_m}{T_e \nu_{em}} \left(\frac{1}{2\pi T_e}\right)^{3/2} m^{-1/2} \times \\ \times \sum_j \epsilon_j \int_{\epsilon_j}^{\infty} \sigma_{ej}(\epsilon) \exp\left(-\frac{\epsilon}{T_e}\right) \epsilon d\epsilon \quad (M_m = 2M)$$

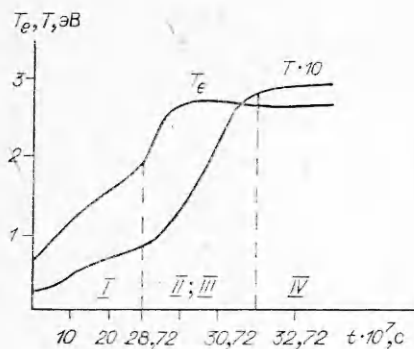
учитывает первым слагаемым упругое рассеяние, вторым — возбуждение колебательных и электронных уровней молекулы из основного состояния (ϵ_j — энергия возбуждения j -го уровня). Отметим, что относительный вклад этих процессов в δ_{em} меняется с изменением N_m и по мере его уменьшения (диссоциация молекул) $\delta = (\delta_{em} + \delta_{ea}) \rightarrow 2m/M$.

Экспериментальные значения сечения возбуждения $\sigma_{ej}(\epsilon)$ взяты из [14], где приведены данные для 10 колебательных и некоторых электронных уровней, чем и ограничен спектр при расчете δ_{em} . В δ_{em}^{VT} суммирование проводится только по колебательным уровням. Начальные значения всех параметров приняты из условия удовлетворения стационарным однородным уравнениям с учетом внешнего источника ионизации, возбуждающего несамостоятельный разряд, стационарное состояние которого неустойчиво.

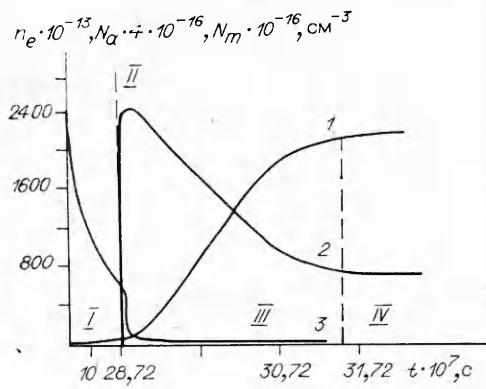
Учет диссоциации молекул позволяет проследить пути развития ионизационно-перегревной неустойчивости, которая в этих условиях связана с перегревом электронов за счет уменьшения δ_{em} при $N_m \rightarrow 0$ и роста E/N при изобарическом расширении газа из области ионизации.

3. Результаты численного решения для смеси N_2, O_2 при атмосферном давлении ($E_0 = 10^6$ В/м, $\omega = 10^{11}$ с⁻¹) представлены на рис. 1—4 по этапам I—IV.

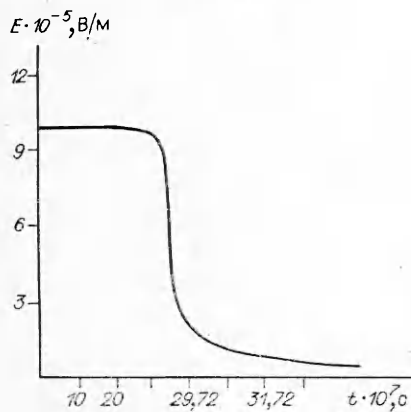
Проведен подробный анализ динамики пробоя в рамках этих параметров, поскольку их варьирование в пределах сохранения подпороговых значений поля и выполнения соотношения $\nu_e > \omega$ не приводит к иным путям эволюции разряда. Меняется лишь ее временной масштаб, качественная картина при этом сохраняется. С увеличением амплитуды СВЧ-поля растет интенсивность процессов, сопутствующих пробую плотного газа, время их развития уменьшается, рост давления p приводит к увеличению характерных времен эволюции разряда. Отношение $E/p = \text{const}$ обеспечивает одинаковый временной масштаб функциональных зависимостей параметров задачи. Отметим, что расчет включал диапазон давлений ($3 \cdot 10^4$ — 10^5) Па, напряженности поля $E = (2$ — $10) \cdot 10^5$ В/м и $\nu_e/\omega = (4$ — $20)$. Поскольку эти результаты не вносят качественно новых пред-



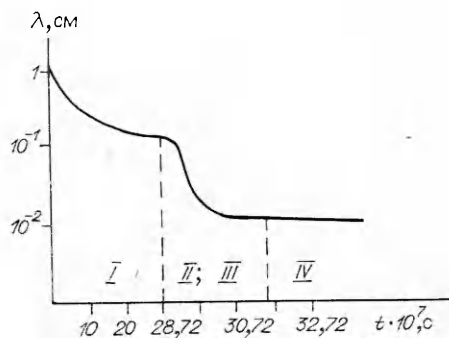
Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

ставлений о динамике пробоя газа высокого давления, они не вынесены на графики, где даны решения для одного набора начальных условий.

Анализ кривых показывает, что развитие пробоя в СВЧ-поле от возбуждения ионизационно-перегревной неустойчивости до ее насыщения условно следует четырем характерным этапам. Первый (до $t \approx 2,6 \cdot 10^{-6}$ с) связан со сравнительно медленным ростом степени ионизации и температуры электронов до значений, при которых неустойчивость принимает взрывной характер. Этот период обусловлен введением в модель стадии несамостоятельного разряда, стационарное состояние которого определяется внешним источником ионизации. Оценим Δt — время перехода разряда в самостоятельный, т. е. время установления условия $v_i \approx v_s$. Поскольку на стадии несамостоятельного разряда концентрация плазмы определяется интенсивностью стороннего источника $n_e \approx q/v_s$ и меняется слабо, можно считать $E \approx E_0$ и $\Delta t \approx \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{m v_e}{e^2 E^2} \frac{v_s - v_i}{q} N_m (T_b - T_0)$ (γ — показатель адиабаты газа, T_0 — начальное значение температуры газа).

Условие $v_i \approx v_s$ задает N_b — концентрацию в области пробоя. Подставляя в данную формулу значения параметров, соответствующие условиям численного счета ($p = 10^5$ Па, $E = 10^6$ В/м, для v_e и N_m примем средние значения при их изменении от начальных до пробойных), получим $\Delta t \approx 10^{-6}$ с.

На этой стадии развития пробоя параметры системы ведут себя различным образом. Если параметры плазмы, за исключением T_e , практически неизменны, то параметры газа интенсивно меняются. Поглощая энергию от поля, электроны отдают ее газу. Их энергия еще мала для развития диссоциации и ионизации. При исходных значениях T_e , n_e основной вклад в давление дает молекулярный компонент газа $p = N_m T$. Поэтому

при $p = \text{const}$ с ростом T падает значение N_m . Естественно, малые изменения n_e обеспечивают сохранение E , а уменьшение N_m (рост проводимости σ) приводит к уменьшению $\lambda \sim N_m^{1/2}$. На рассматриваемом этапе фактически протекает медленная экспоненциальная (не взрывная) перегревно-ионизационная неустойчивость, предшествующая стадии взрыва.

Второй этап связан с развитием диссоциативно-перегревной неустойчивости. На этой стадии протекает быстрая диссоциация молекул, что приводит к уменьшению коэффициента аккомодации, который приближается к значению $\delta = 2m/M$. С этим и связан резкий рост температуры электронов.

Приведем упрощенную схему, которая позволяет провести качественный анализ данного этапа:

$$(3.1) \quad T_e = e^2 E^2 / 3\delta m v_e^2;$$

$$(3.2) \quad \partial n_e / \partial t = (v_i - v_s) n_e;$$

$$(3.3) \quad \partial N_d / \partial t = v_d n_e,$$

где $2N_d$ — концентрация атомов, образовавшихся в результате диссоциации; $v_i = v_0 T_e^\beta$; $v_d = A \exp\left(-\frac{\varepsilon_d}{T_e}\right)$. Примем

$$\delta = 2 \frac{m}{M} \frac{N_a}{N_a + N_m} + \delta_{em} \frac{N_m}{N_a + N_m}$$

($\delta_{em} = \text{const}$, для азота $\delta_{em} \approx 10^{-3}$). Характерное время диссоциации $\tau_d \approx 1/\gamma_d \gg \tau_T$ (τ_T — характерное время нагрева газа), поэтому на данном этапе концентрация атомов и молекул изменяется лишь в результате диссоциации. Тогда $N_a = N_{a0} + 2N_d$, $N_m = N_0 - N_d$. Не приводя громоздких выкладок, укажем, что система (3.1)–(3.3) может быть сведена к уравнению второго порядка для $N = N_d/N_0$:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial t^2} - \frac{2\varepsilon_d}{T_{e0}(1+N)^2} \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)^2 = \left[v_{e0} T_{e0}^\beta \left(\frac{1+N}{1-N}\right)^\beta - v_s \right] \frac{\partial N}{\partial t},$$

решение которого в случае $T_{e0} \ll \varepsilon_d$, $N_{a0} \ll N_0$ (индексом 0 отмечены начальные значения параметров) имеет вид

$$(3.4) \quad N = t/(a/A_0 - t).$$

Здесь $a = 2\varepsilon_d/T_{e0}$; $A_0 = a(v_{i0} - v_s) - 4v_{i0}$; v_{i0} — частота ионизации, соответствующая началу эффективной диссоциации. Из (3.4) вытекает, что рост N носит взрывной характер, а характерное время развития диссоциативной неустойчивости $\tau = a/2A_0$. Подставляя принятые значения параметров, находим $\tau \approx 10^{-8}$ с, что согласуется со значением, полученным при численном счете. Температура электронов T_e не возрастает столь резко, как это следует из (3.1). Дело в том, что в модели (3.1)–(3.3) не учитывалось отражение электромагнитной волны от плазменного слоя. Принимая во внимание уменьшение напряженности поля в слое из-за отражения (на данном этапе приблизительно в 3 раза, δ изменяется примерно в 20 раз), имеем из (3.1), что T_e возрастает вдвое, что также согласуется с расчетом.

Наиболее ярко этот этап отражается на изменении N_a , N_m (рис. 2, линии 1–3 отвечают $n_e \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}$, $N_a \cdot 4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-3}$, $N_m \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-3}$). В масштабе времени $\Delta t \approx 10^{-8}$ с концентрация молекул уменьшается на четыре порядка, примерно в 600 раз возрастает концентрация атомов. Получаемая от поля энергия электронов расходуется на диссоциацию, однако резкое уменьшение δ приводит к росту скорости изменения T_e (см. рис. 1),

значение T на данном этапе не меняется. Это связано с тем, что масштаб изменения T существенно превышает масштаб процесса диссоциации $(\delta v_{ea})^{-1} \gg 1/v_d$ и составляет $\sim 10^{-6}$ с. Переходная область между первыми двумя этапами много меньше их собственной протяженности для параметров N_m, N_a, n_e, T_e (рис. 2). Поэтому указанные этапы хорошо выделены и отражают определенные механизмы развития пробоя.

Третий этап составляет ионизационно-перегревная неустойчивость. В уравнении (2.1) член, описывающий поглощение энергии СВЧ-поля, на данном этапе практически не изменяется, имея тенденцию к медленному уменьшению (его рост, вызываемый уменьшением электронной частоты столкновений вследствие нагрева и вытеснения газа из области разряда, компенсируется спаданием напряженности поля в результате отражения). Поэтому зависимости $T_e(t), n_e(t)$ здесь близки к линейной. Завершается третий этап резким уменьшением λ и выходом разряда на стационарные значения параметров.

Переход к третьему этапу смещен по времени для различных параметров. Факт вступления ионизационно-перегревной неустойчивости наглядно демонстрирует резкое падение N_a для $t > 2,9 \cdot 10^{-6}$ с, которое стабилизируется при $t \approx 3,1 \cdot 10^{-6}$ с. Изменение электронной концентрации, связанное с диссоциативно-перегревной неустойчивостью, непрерывно переходит в область ионизационно-перегревной моды, скорость роста n_e практически сохраняется вплоть до момента стабилизации. Такой же характер изменения свойствен T_e, T на третьем этапе, где нельзя разрешить переход от второго. Таким образом, диссоциативная и ионизационно-перегревная неустойчивости не различимы на кривых изменения T_e, T, n_e . Это связано с тем, что первая обладает существенно меньшим масштабом времени развития в сравнении со второй, которой свойственны самые большие в задаче газодинамические масштабы.

Несмотря на то что различные параметры разряда вступают в этап ионизационно-перегревной неустойчивости с временным сдвигом, на насыщение они выходят одновременно — четвертый этап.

Оценим их значения из условий $e^2 E^2 n_e v_e / [3m(v_e^2 + \omega^2)] = \kappa_e T_e / \lambda^2$, $v_i = D_a / \lambda^2$. Определяя κ_e, λ^2 и D_a и подставляя в систему значения параметров, соответствующие расчету ($\beta = 2,5$), получим $1,6 \cdot 10^{-7} E^2 = n_e T_e^2$, $T_e = 2,6 \cdot 10^{-20} n_e^{1/2}$. Приближенное решение данной системы при стационарных значениях $E = 7,5 \cdot 10^4$ В/м: $T_e \approx 3$ эВ, $n_e \approx 3,5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$.

Параметры разряда на этапе неустойчивости меняются медленнее E и λ , масштаб изменения которых $\Delta t \approx 10^{-8}$ с. Переходная область выхода всех параметров на насыщение одного порядка $\sim 10^{-7}$ с. Быстрый спад λ и E в режиме неустойчивости обуславливает возможность конкуренции процессов переноса на размере $\sim \lambda$ и выделение энергии в электронном компоненте в поле E , что и приводит к стабилизации перегревной неустойчивости.

Использованная модель справедлива в случае, когда характерный размер разряда много больше средней длины пробега электронов $\lambda \gg \gg l_e = v_{Te} / v_e$. Подставляя $v_{Te} \approx 10^6$ м/с, $v \approx \omega \approx 10^{11}$ с $^{-1}$, получим условие на концентрацию электронов $n_e < 10^{18}$ см $^{-3}$, которое, очевидно, выполнено.

Рассмотренная модель — простейший пример, в рамках которого удается проследить динамику пробоя в подпороговом СВЧ-поле и выделить качественно различные этапы этого явления.

Эксперимент [2] представляет иную геометрию разряда — набор плазменных нитей. Качественное согласие результатов приведенного анализа с [2] позволяет предложить механизмы, определяющие динамику разряда в СВЧ-поле на стадии самостоятельного разряда и насыщения неустойчивости в режиме самостоятельного.

Авторы благодарят И. А. Коссого, А. В. Кима, В. Е. Семенова за ценные замечания и обсуждение результатов, А. О. Коржавина за помощь в проведении численного счета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бродский Ю. Я., Голубев С. В. и др. О новом механизме газодинамического распространения разряда // ЖЭТФ.— 1983.— Т. 84, № 5.
2. Батанов Г. М., Грицинин С. И. и др. СВЧ-разряды высокого давления // Тр. ФИАН.— 1985.— Т. 160.
3. Коган Е. Я., Кузин Б. Ю. Установившиеся волны ионизации в высокочастотном подпороговом поле // Физика плазмы.— 1985.— Т. 11, № 5.
4. Ким А. В., Фрайман Г. М. О нелинейной стадии ионизационно-перегревной неустойчивости в высокочастотном разряде высокого давления // Физика плазмы.— 1983.— Т. 9, № 3.
5. Самарский А. А., Змитренко Н. В. и др. Тепловые структуры и фундаментальная длина в среде с нелинейной теплопроводностью и объемными источниками тепла // ДАН СССР.— 1976.— Т. 227, № 2.
6. Еленин Г. Г., Курдюмов С. П., Самарский А. А. Нестационарные диссипативные структуры в нелинейной теплопроводной среде // ЖВММФ.— 1983.— Т. 23, № 2.
7. Галактионов В. А., Курдюмов С. П. и др. Локализация тепла в нелинейных средах // Дифференциальные уравнения.— 1981.— Т. 17, № 10.
8. Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой газов.— М.: Мир, 1969.
9. Елецкий А. В., Смирнов Б. В. Диссоциативная рекомбинация электрона и молекулярного иона // УФН.— 1982.— Т. 136, № 1.
10. Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химически активной плазмы.— М.: Наука, 1984.
11. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы.— М.: Атомиздат, 1977.
12. Словецкий Д. И. Диссоциация молекул электронным ударом.— М.: Атомиздат, 1974.— Вып. 1.
13. Гуревич А. В., Шварцбург А. В. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.— М.: Наука, 1973.
14. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах.— М.: Мир, 1977.

Поступила 3/III 1987 г.

УДК 537.533.5

СВОЙСТВА КОНТРАГИРОВАННОГО РАЗРЯДА В НЕОДНОРОДНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ЭЛЕКТРОДЕ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ

М. Г. Мусаев, Э. К. Чекалин, Л. В. Черных

(Москва)

Изучение свойств электрического разряда в высокоскоростном потоке плазмы при наличии холодных пограничных слоев на поверхности электродов представляет как научный, так и практический интерес. В отличие от диффузионного режима разрядного тока в пограничных слоях при равномерном распределении плотности тока на поверхности катода [1] исследования режима разрядного тока с образованием катодных пятен и микродуг на поверхности электродов в высокоскоростном потоке электропроводящего газа еще далеки от завершения [2].

Ниже приводятся результаты экспериментального изучения структуры разряда на электродах и соответствующих вольт-амперных характеристик в импульсных сверхзвуковых потоках плазмы, а также полуэмпирический анализ полученных данных.

В проведенных экспериментах использовалась ударная труба диафрагменного типа, состоявшая из двух камер (высокого давления (КВД) и низкого давления (КНД)), разделенных медной диафрагмой толщиной 1 мм с крестообразной насечкой. КВД цилиндрической формы диаметром 100 мм и длиной 1 м наполнялась кислородно-водородной горючей смесью (КВГС) с добавкой гелия при начальном давлении $4 \cdot 10^5$ Па. КНД состояла из участка круглой стальной трубы диаметром 100 мм и длиной 3,5 м, переходной секции от круглого к квадратному сечению (72×72 мм) длиной 200 мм, участка канала квадратного сечения (72×72 мм) длиной 800 мм, измерительной диэлектрической секции, изготовленной из блочного плексигласа, квадратного сечения того же размера и длиной 100 мм со стеночными медными электродами круглого сечения диаметром 10 мм, размещенных заподлицо с поверхностью канала и расположенных на противоположных стенках измерительной секции со специальными окнами