

04;09;12

Ионизационно-перегревная неустойчивость разрядной плазмы воздуха в СВЧ-поле

© В.Л. Бычков,¹ Л.П. Грачев,² И.И. Есаков²¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия²Московский радиотехнический институт РАН,
117519 Москва, Россия
e-mail: esakov@dataforce.net

(Поступило в Редакцию 2 июня 2006 г.)

Приведены результаты экспериментальных исследований начального этапа развития инициированного СВЧ-разряда в воздухе в линейно-поляризованном квазиоптическом волновом пучке. Разряд зажигался при давлении воздуха, при котором частота столкновений плазменных электронов с молекулами воздуха в разрядной плазме существенно превышает циклическую частоту электромагнитного поля, и уровне СВЧ-поля, близком к пороговому пробойному уровню. Эксперименты зафиксировали в разрядной плазме сравнительно яркие вытянутые вдоль поля каналы. Опыты позволили оценить темп развития этих каналов и их характерный поперечный размер. Сравнение опытных данных с теоретическими оценками подтвердило, что наблюдаемые в эксперименте каналы являются результатом развития в СВЧ разрядной плазме ионизационно-перегревной неустойчивости.

PACS: 52.80.Qj

Введение

Эксперименты по исследованию импульсных электрических разрядов в воздухе в линейно-поляризованных квазиоптических электромагнитных (ЭМ) пучках СВЧ-диапазона длин волн ЭМ поля λ демонстрируют, что в определенном диапазоне давлений воздуха p и уровня СВЧ-поля в первоначально однородной диффузной плазменной разрядной области формируются более яркие каналы [1]. Каналы вытянуты преимущественно вдоль направления электрической составляющей ЭМ поля E_0 . Интерес к выяснению физической природы этих каналов обусловлен тем, что при более высоких p именно они ответственны за формирование стримерного типа СВЧ-разряда. Разряд же этого типа энергетически эффективно взаимодействует с возбуждающим разряд ЭМ-полем, что стимулирует поиск путей его практического применения [2].

Наличие ярких каналов в объеме однородного разрядного плазменного образования в случае, когда частота столкновений плазменных электронов с молекулами воздуха ν_c существенно превышает циклическую частоту поля ω , обычно связывают с развитием в СВЧ разрядной плазме ионизационно-перегревной неустойчивости (ИПН) [3]. Теория ИПН воздушной СВЧ разрядной плазмы изложена в работе [4]. В ней определен ее инкремент γ , характеризующий скорость развития ионизационно-перегревных (ИП) каналов, и волновое число k , определяющее расстояние между ними.

Эксперименты с разрядами такого типа показали, что рассчитанные в соответствии с этой работой значения γ находятся в пределах точности оценки его величины в опытах. Однако экспериментальные k существенно

отличаются от теоретических значений. ИПН воздушной СВЧ разрядной плазмы была рассмотрена и в работе [5]. В ней аналитическое выражение для инкремента γ получено на основе локального рассмотрения ИП процесса. Оно совпадает с аналогичной формулой, приведенной в [4]. Рассчитанное по ней значение γ находится в согласии и с приведенными в [5] результатами эксперимента со свободно локализованным безэлектродным СВЧ-разрядом в воздухе, зажженным в фокусе квазиоптического волнового ЭМ-пучка. В этих опытах динамика развития яркого канала в первоначально однородной диффузной плазменной разрядной области исследовалась путем фоторегистрации разряда в ряде последовательных возбуждающих разряд СВЧ-импульсов при постепенном, с дискретом в несколько микросекунд, увеличении их длительности τ_{pul} .

Настоящая работа является логическим продолжением исследований, изложенных в работе [5]. Однако в ней динамика развития ИПН исследуется путем покадровой скоростной, с разрешением в десятые доли микросекунды, фоторегистрации разрядной области в каждом конкретном импульсе при неизменной его длительности τ_{pul} . В экспериментах, в отличие от [5], зажигался СВЧ-разряд, инициированный металлическим шариком. Это позволило более точно определить исходный уровень поля E_0 в ЭМ-пучке в области расположения инициирующего разряд шарика. В работе продолжено развитие теоретической модели данного вида неустойчивости СВЧ разрядной плазмы. Она позволила получать не только значение γ в конкретных экспериментальных условиях, но и ожидаемый в опыте начальный поперечный размер ИП-канала. Результаты развитой теории нашли экспериментальное подтверждение.

Условия эксперимента

Используемая в опытах установка подробно описана в работе [6]. В опытах импульсное с прямоугольной огибающей линейно-поляризованное ТЕМ-излучение с $\lambda = 8.9$ см и $\tau_{\text{pul}} = 40$ μs фокусируется в центральной области „ЭМ безэховой“ герметичной камеры, паузы между импульсами не менее 1 мин. В последовательных импульсах величина поля в фокусе ЭМ-пучка E_0 может меняться. Его максимальная величина — 6.5 kV/cm. Эксперименты проводились с воздухом атмосферного состава. Его давление p в камере может устанавливаться в диапазоне от 3–760 Torr и измеряется с точностью ± 1.5 Torr. В фокусе ЭМ-пучка расположен металлический шарик диаметром $2a = 11$ mm. Шарик укреплен на капроновой нити диаметром 0.1 mm, пропущенной через проходящее по его диаметру перпендикулярное вектору E_0 поля отверстие. Нить проходит через ось ЭМ пучка и перпендикулярна его вектору E_0 и вектору Пойнтинга Π .

Один из полюсов шарика, где вектор E_0 перпендикулярен его поверхности, освещается импульсным ультрафиолетовым (УФ) излучением. Его источник находится вне ЭМ-пучка. Включение источника УФ-излучения синхронизовано с передним фронтом СВЧ-импульса. УФ-излучение обеспечивает наличие у поверхности шарика „свободных“ фотоэлектронов, практически не изменяя свойств воздуха по пути своего распространения.

В опытах фиксируется огибающая СВЧ-импульса. Это позволяет проводить относительные измерения величины E_0 . Эксперименты проводились при уровне E_0 , находящемся или на пороге пробоя воздуха в данной экспериментальной постановке, или слегка его превышающем. Значение фиксируемой амплитуды огибающей СВЧ-импульса на пороге пробоя воздуха по методике, изложенной в работе [7], позволяет провести ее привязку к абсолютной величине E_0 . „Линейность“ по полю измерительного датчика позволяет оценивать величину E_0 и при ее превышении порогового пробойного уровня.

В экспериментах в течение СВЧ-импульса проводится скоростная покадровая фоторегистрация разрядной области. Для этого используется электронно-лучевая камера K011. Начало процесса фоторегистрации синхронизовано с передним фронтом СВЧ-импульса. Фоторегистрирующая аппаратура позволяет получать девять последовательных кадров. При этом для различных СВЧ-импульсов может варьироваться как время экспозиции кадров τ_{exp} , так и длительность паузы между ними τ_p . На приведенных ниже рисунках кадры расположены в три ряда, и их временной отсчет ведется в каждом ряду слева направо и сверху вниз по рядам. В дальнейшем по этой системе мы будем присваивать соответствующий номер кадрам от одного до девяти. На фотографиях вектор E_0 вертикален, а Π — направлен слева направо. Масштабом изображений является диаметр шарика.

Результаты опытов

На рис. 1–3 приведены характерные фотографии, иллюстрирующие начальный этап развития иницированных СВЧ-разрядов. Кроме того рис. 1 и 3 получены при уровне поля на полюсах шарика E_{pol} , соответствующем минимальному граничному полю пробоя в данной экспериментальной постановке $E_{\text{pol}} = E_{\text{th}}$. На фотографиях зафиксирован верхний полюс иницирующего разряд шарика и прилегающая к нему область. Времена τ_{exp} и τ_p

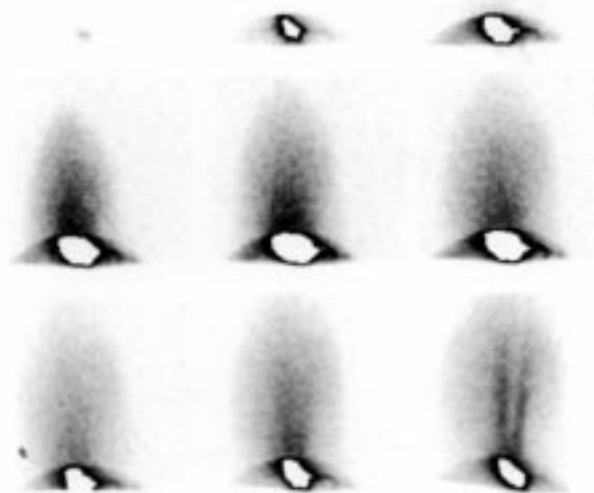


Рис. 1. Покадровая фоторазвертка начального этапа развития иницированного шариком СВЧ-разряда при $p = 60$ Torr, $\tau_{\text{exp}} = 0.2$ μs , $\tau_p = 0.2$ μs и $E_{\text{pol}} = E_{\text{th}}$.

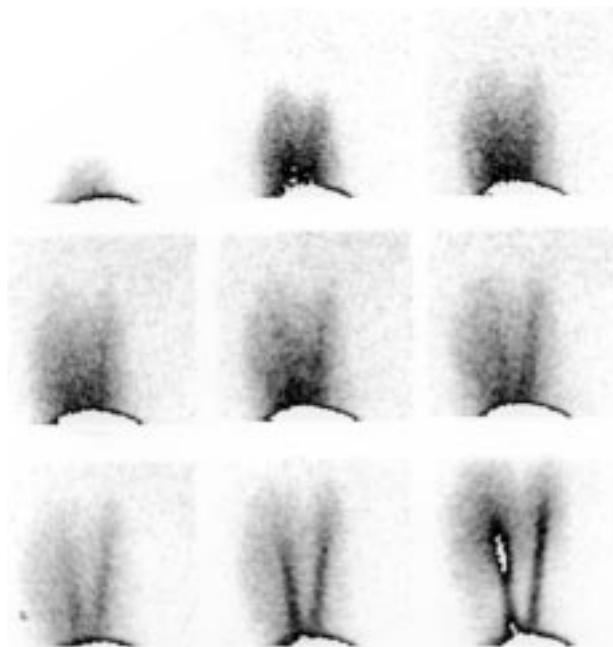


Рис. 2. То же, что на рис. 1; $\tau_p = 0.1$ μs и $E_{\text{pol}} = 1.3E_{\text{th}}$.

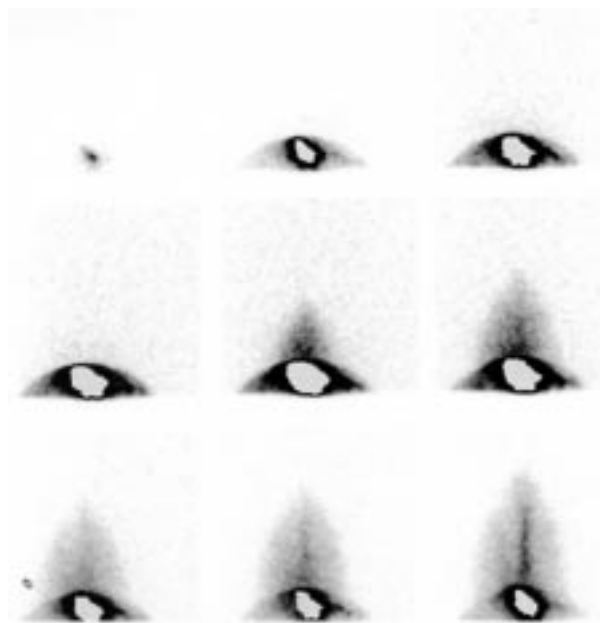


Рис. 3. То же, что на рис. 1; $p = 90$ Торр.

в десятых долях микросекунды указаны непосредственно под рисунками.

На фотографиях яркая область на поверхности шарика является отражением световой вспышки источника УФ-излучения. По изменению ее размера можно оценить характерное время „разгорания“ и „потухания“ этой вспышки масштабом в несколько микросекунд.

В каждой приведенной на рисунках серии видно, что разряд зарождается у полюса шарика в виде диффузного плазменного образования. Его граница удаляется от поверхности шарика вдоль вектора \mathbf{E}_0 с характерной скоростью фронта $v_{fr} \approx 10^6$ см/с. Затем скорость удлинения диффузной области существенно замедляется, и ее рост вдоль \mathbf{E}_0 прекращается. Постепенно изменяется и яркость центральной области этой диффузной „шапки“. Она сначала постепенно становится более яркой, а затем тускнеет. По рис. 1–3 максимальную длину вдоль \mathbf{E}_0 плазменных шапок можно оценить соответственно $h_1 \approx 10$, $h_2 = 6.6$ и $h_3 \approx 6.4$ мм, а их максимальный поперечный размер $D_1 \approx 8$, $D_2 \approx 6.6$ и $D_3 \approx 6.4$ мм. Следовательно, с учетом диаметра шарика и в предположении идентичности верхней и нижней полярных шапок максимальную длину вдоль \mathbf{E}_0 образующихся ЭМ-вибраторов $2L = 2(h + a)$ можно оценить $2L_1 \approx 30$, $2L_2 \approx 24$ и $2L_3 \approx 24$ мм.

Из рисунков следует, что через некоторое время от начала развития разряда в первоначально диффузной плазменной области формируются более яркие каналы. Их оси отслеживают направление силовых линий индуцированного ближнего поля инициирующего разряд шарика. На кадре 9 рис. 1 четко зафиксированы два канала. Их диаметр можно оценить $d_1 \approx 0.7$ мм. Зачатки этих каналов прослеживаются уже на кадре 8. Таким

образом, время задержки их появления относительно начала формирования исходного диффузного плазменного образования (т.е. кадров 3–4) можно оценить величиной $\tau_1 \approx 1.8$ – 2.2 мкс. На рис. 2 также зафиксированы два канала, которые относительно четко начинают прослеживаться на кадрах 7–8. Таким образом, в этом эксперименте время $\tau_2 \approx 1.4$ – 1.7 мкс. По кадру 8 их диаметр $d_2 \approx 0.79$ мм. На рис. 3 зафиксирован всего один канал на кадре 9. Его диаметр $d_3 \approx 0.72$ мм. В этом эксперименте время $\tau_3 \approx 1.4$ – 1.8 мкс.

Диффузионная стадия развития разряда

Оценим количественные характеристики диффузной разрядной плазменной области, на фоне которой развивается ИПН. Для определенности будем ориентироваться на рис. 1.

По [8] $\nu_c = 5.3 \cdot 10^9 p s^{-1}$ (здесь и в приведенных ниже аналогичных оценочных формулах давление p имеет размерность Торр) и при $p = 60$ Торр, $\nu_c = 3.2 \cdot 10^{11} s^{-1}$. Следовательно, при экспериментальной $\omega = 2.1 \cdot 10^{10} s^{-1}$ выполняется условие $\nu_c \gg \omega$.

В соответствии с [7] при данных p и $2a$ в исходном состоянии на пороге пробоя амплитуда поля на полосе шарика $E_{th} = 1.25E_{cr}$. Здесь амплитуда критического поля пробоя $E_{cr} = 42p$ В/см равна 2.5 кВ/см.

Рассмотрим область, непосредственно прилегающую к полюсной поверхности шарика, на размере $x \ll a$, где координата x отсчитывается от этой поверхности и нормальная ей. В опытах именно в этой области первоначально формируются яркие каналы (см. рис. 1–3).

Диффузная скорость распространения фронта ионизации $v_{fr} = 2\sqrt{\nu_i \cdot D_e}$ см/с. В ней по [9] при $1 \lesssim (|E|/E_{cr}) \lesssim 3$ частота ионизации $\nu_i = \nu_a \times [(|E|/E_{cr})^\beta - 1] s^{-1}$ при $\nu_a = 2 \cdot 10^4 p s^{-1}$ и $\beta = 5.34$. В формуле для v_{fr} в соответствии с выводами работы [10] стоит коэффициент свободной диффузии электронов D_e . По [9] $D_e = 1.6 \cdot 10^6/p$ см²/с. Следовательно, опытному значению E_{th}/E_{cr} соответствует $v_{fr} = 5.4 \cdot 10^5$ см/с. По мере развития разряда размер $2L$ образующегося ЭМ-вибратора растет. Первоначально растет и поле на его плазменной полюсной границе. В результате, как фиксируют кадры 3 и 4 на рис. 1, на начальном этапе развития полюсной шапки средняя скорость v_{fr} растет до 10^6 см/с.

На рис. 4 условно показана ситуация в рассматриваемой области.

В плазме комплексный коэффициент диэлектрической проницаемости (при $\nu_c \gg \omega$) $\epsilon = 1 - i(n_e/n_{ecr}) \times (\nu_c/\omega) \equiv 1 - in$, где n_e — концентрация электронов, $n_{ecr} = (m_e \epsilon_0 / q_e^2) \nu_c^2 m^{-3}$ — их критическая концентрация при общепринятых значениях $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ кг, $q_e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ К и $\epsilon_0 = 10^{-9}/(36\pi)$, Ф/м, n — относительная концентрация электронов. На рис. 4 верхний график и показывает зависимость $n(x)$. Очевидно, что

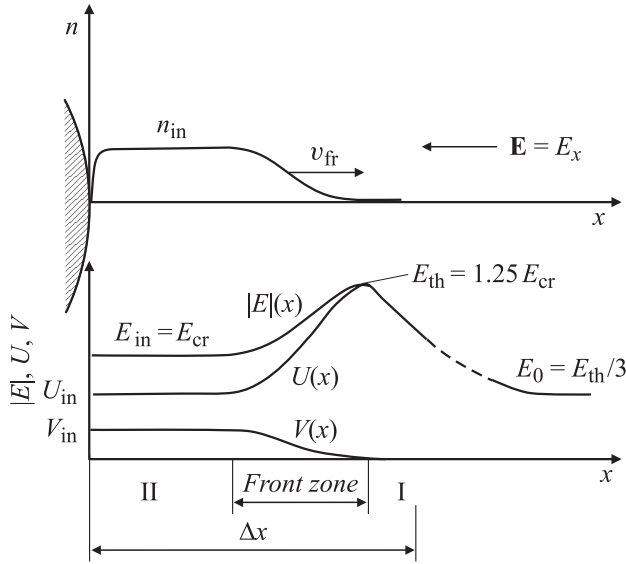


Рис. 4. Условная схема распределения относительной концентрации электронов и ЭМ-поля в приполярной области инициирующего разряда шарика.

в зоне I перед разрядным фронтом $n = 0$. Затем в зоне фронта она растет до значения n_{in} и, наконец, в зоне II за фронтом остается постоянной, за исключением малого участка, дебаевского размера, у поверхности шарика [7].

В общем случае поле E в плазме является комплексной величиной $E = U + iV$ с модулем $|E| = \sqrt{U^2 + V^2}$. Нижние графики на рис. 4 и показывают условно зависимости $|E|(x)$, $U(x)$ и $V(x)$. При этом принято, что в зоне I на передней границе зоны фронта $(|E|) = E_{th} = U$, а $V = 0$, а поле в этой зоне спадает до значения не возмущенного шариком поля в ЭМ-пучке $E_0 = E_{th}/3$ лишь при значительном удалении от этой границы. Использовано и предположение, что за зоной фронта реализуется стационарный процесс ионизации с $n_{in} = \text{const}$ и $E_{in} = E_{cr}$. Последнее равенство предполагает, что стационар по n_{in} обеспечивается не релаксацией зарядов, а ионизационно-полевым процессом.

В квазистационарном приближении, т.е. при размере рассматриваемой области $\Delta x \ll (1/k)$, где $k = 2\pi/\lambda$, справедливо уравнение Максвелла в виде $\nabla(\epsilon E) = 0$, т.е. в этой области $\epsilon E = \text{const}(x)$. Используем это тождество в зонах I и фронта

$$(1 - i0)(E_{th} + i0) = (1 - in)(U + iV),$$

приравниваем действительные и мнимые части и получаем в зоне фронта $n = V/U$, $U^2 + V^2 \equiv |E|^2 = E_{th}U$, $U = [1/(1 + n^2)]E_{th}$, и $V = [n/(1 + n^2)]E_{th}$. В свою очередь, учтем принятое допущение, что $|E_{in}| = E_{cr}$, и получим в зоне II за фронтом ионизации $U_{in} = E_{cr}(E_{cr}/E_{th})$; $V_{in} = E_{cr}\sqrt{1 - (E_{cr}/E_{th})^2}$ и $n_{in} = \sqrt{(E_{th}/E_{cr})^2 - 1}$.

Оценка n_{in} для экспериментальных условий дает $n_{in} = 0.75$, или $n_e = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Этому значению n_e соответствует проводимость в плазме $\sigma = \epsilon_0 \omega \times$

$\times \sqrt{(E_{th}/E_{cr})^2 - 1} = 1.4 \cdot 10^{-1} (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$ и глубина скин-слоя $\delta \approx (\lambda/\pi)/\sqrt{2[(E_{th}/E_{cr}) - 1]} = 40 \text{ mm} \gg (D_1/2)$.

Ионизационно-перегревная стадия развития разряда

При рассмотрении процесса ИПН будем исходить из следующей системы уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} E = E_{cr}(N_0) = \text{const}; \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_e}{\partial t} = v_i n_e + D_a \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2}; \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_i = v_a \left[\left(\frac{E_{cr}(N_0)}{E_{cr}(N)} \right)^\beta - 1 \right]; \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{7}{2} k_B N \frac{\partial T}{\partial t} = \eta \frac{\sigma E^2}{2}; \end{array} \right. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} p = N k_B T = N_0 k_B T_0 = \text{const}. \end{array} \right. \quad (5)$$

Здесь $E_{cr}(N_0)$ — критическое поле пробоя при исходной концентрации молекул воздуха N_0 в плазменном фоне, на котором развивается ИПН; $E_{cr}(N) = 1.18 \cdot 10^{-15} N$, V/cm — критическое поле пробоя в зависимости от изменяющейся в процессе ИПН концентрации молекул N (размерность N — cm^{-3}); D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, который по [9] равен $1.4 \cdot 10^4/p, \text{ cm}^2/\text{s}$; коэффициент $7/2 = \gamma/(\gamma - 1)$ — теплоемкость воздуха при постоянном p с показателем адиабаты $\gamma = 1.4$; $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ — постоянная Больцмана; $\eta = 0.45$ — коэффициент, учитывающий, какая доля энергии электронов в плазме воздуха, полученная ими от СВЧ-поля при $E \approx E_{cr}$, за время $t \ll \tau$ трансформируется в нагрев воздуха [11]; T — температура воздуха и $T_0 \approx 300 \text{ K}$ — его исходная температура.

Эта система уравнений отражает физическую природу ИПН. В исходном плазменном фоне при флуктуационном возрастании n_e в тонкой вытянутой вдоль поля области $E = E_{in} = E_{cr}(N_0)$ остается неизменным, что и отражает уравнение (1). Этот рост n_e приводит к возрастанию в этой области величины σ и по (4) к дополнительному нагреву воздуха в ней. В результате при соблюдении условия (5) в этой области падает N . В свою очередь, падение N приводит к уменьшению $E_{cr}(N)$ и по (3) — к резкому возрастанию v_i , а по (2) — к дополнительному возрастанию n_e . Таким образом, цепочка замыкается.

Проведем линейный анализ этого явления, считая при этом v_a и D_a не зависящими от изменения N .

Из (3) $v_i = v_a(N_0^\beta N^{-\beta} - 1)$. Подставив это значение v_i в (2), получим первое уравнение, связывающее n_e и N :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = v_a N_0^\beta N^{-\beta} n_e - v_a n_e + D_a \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2}. \quad (6)$$

Выразив из (5) T и продифференцировав, получим $\partial T/\partial t = -(p/k_B)N^2(\partial N/\partial t)$. Подставив это выражение

в (4), получим второе уравнение, связывающее n_e и N :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \left[\left(\eta \frac{\sigma E^2}{2} \right) / \left(\frac{7}{2} p \right) \right] N. \quad (7)$$

Пусть в начальном состоянии $N = N_0$, $n_e = n_{e0}$ и $\partial^2 n_{e0} / \partial x^2 = 0$. Подставим эти значения в уравнения (6) и (7) и получим

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_{e0}}{\partial t} = 0; \\ \frac{\partial N_0}{\partial t} = - \left[\left(\eta \frac{\sigma E^2}{2} \right) / \left(\frac{7}{2} p \right) \right] N_0 \equiv -\gamma_0 N_0. \end{array} \right. \quad (8)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_{e0}}{\partial t} = 0; \\ \frac{\partial N_0}{\partial t} = - \left[\left(\eta \frac{\sigma E^2}{2} \right) / \left(\frac{7}{2} p \right) \right] N_0 \equiv -\gamma_0 N_0. \end{array} \right. \quad (9)$$

Условие (8) констатирует, что в исходном состоянии процесс ионизации стационарен. Уравнение (9) показывает, что и в исходном состоянии идет плавный нагрев воздуха в диффузном плазменном фоне с характерным инкрементом γ_0 . Очевидно, что процесс ИПН должен характеризоваться инкрементом $\gamma \gg \gamma_0$, и именно поэтому в его названии употребляется слово „перегревная“.

Введем малые флуктуации: $n_e = n_{e0} + n'_e$; $N = N_0 + N'$; $\sigma = \sigma_0 + \sigma'$ при $n'_e \ll n_{e0}$; $N' \ll N_0$; $\sigma' \ll \sigma_0$. Подставим их в (6) и (7) с учетом соотношения $\sigma' / \sigma_0 = n'_0 / n_{e0}$ и уравнений (8) и (9). Эта подстановка дает следующую систему уравнений для флуктуаций:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n'_e}{\partial t} - D_a \frac{\partial^2 n'_e}{\partial x^2} + \beta v_a \frac{n_{e0}}{N_0} N' = 0; \\ \gamma_0 \left(1 / \frac{n_{e0}}{N_0} \right) n'_e + \frac{\partial N'}{\partial t} + \gamma_0 N' = 0. \end{array} \right. \quad (10)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n'_e}{\partial t} - D_a \frac{\partial^2 n'_e}{\partial x^2} + \beta v_a \frac{n_{e0}}{N_0} N' = 0; \\ \gamma_0 \left(1 / \frac{n_{e0}}{N_0} \right) n'_e + \frac{\partial N'}{\partial t} + \gamma_0 N' = 0. \end{array} \right. \quad (11)$$

Положим, что $n'_e = n'_{e0} \exp(\gamma t - i k x)$ и $N' = N'_0 \times \exp(\gamma t - i k x)$, рассчитаем $\partial n'_e / \partial t$, $\partial N' / \partial t$ и $\partial^2 n'_e / \partial x^2$ и подставим эти величины в (10) и (11) с учетом условия $\gamma \gg \gamma_0$:

$$\left\{ \begin{array}{l} (\gamma + D_a k^2) n'_{e0} + \beta v_a \frac{n_{e0}}{N_0} N'_0 = 0; \\ \gamma_0 \left(1 / \frac{n_{e0}}{N_0} \right) n'_{e0} + \gamma N'_0 = 0. \end{array} \right.$$

Эта система уравнений дает дисперсионное соотношение вида $(\gamma + D_a k^2) \gamma - \beta v_a \gamma_0 = 0$, которое при разрешении его относительно γ принимает вид

$$\gamma = - \frac{D_a k^2}{2} + \sqrt{\left(\frac{D_a k^2}{2} \right)^2 + \beta v_a \gamma_0}. \quad (12)$$

Из (12) следует, что инкремент рассматриваемого типа неустойчивости γ максимален при $k = 0$ и плавно стремится к нулю при $k \rightarrow \infty$. Этот результат очевиден. Волновое число $k = 2\pi / \Lambda$, где $\Lambda / 2 = d$ — характерный поперечный размер ИП каналов, который с ростом k падает. В результате с ростом k происходит все более значительное диффузное „рассасывание“ начальной

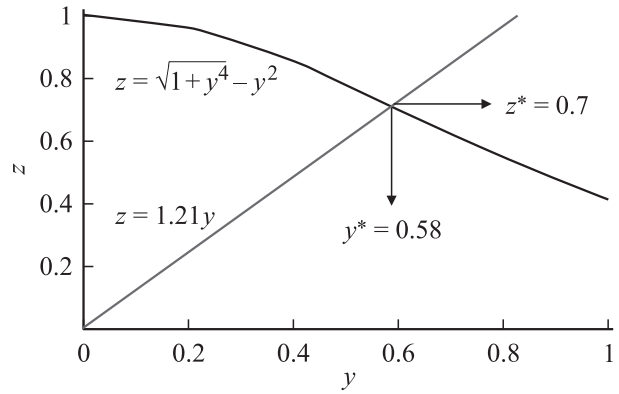


Рис. 5. Безразмерные зависимости инкремента ИПН от волнового числа.

неоднородности. Физического же основания, ограничивающего величину γ при больших $\Lambda / 2$, т. е. малых k , в исходных уравнениях нет.

В то же время очевидно, что ограничение для малых k содержится в условии (5). В рассматриваемой модели за время $\tau = 1 / \gamma$ давление газа на размере $\Lambda / 2$ должно успевать выровняться

$$\frac{v_s}{\gamma} \geq \frac{\Lambda}{2} = \frac{\pi}{k}, \quad (13)$$

где $v_s = 3.4 \cdot 10^4$ cm/s — скорость звука в воздухе.

Совместно уравнения (12) и (13) однозначно определяют значения γ и k . В следующем безразмерном виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} z = \sqrt{1 + y^4 - y^2}; \\ z = f y, \end{array} \right. \quad (14)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} z = \sqrt{1 + y^4 - y^2}; \\ z = f y, \end{array} \right. \quad (15)$$

где $z = \gamma / \sqrt{\gamma_0 \beta v_a}$ и $y = k / k_0$ при $k_0 = \sqrt[4]{\frac{4 \gamma_0 \beta v_a}{D_a^2}}$ и $f = \frac{v_s}{\pi} \sqrt[4]{\frac{4}{D_a^2 \gamma_0 \beta v_a}}$ — они построены на рис. 5. При этом уравнение (14) не зависит от опытных условий, а наклон прямой (15) определяется именно ими. На рис. 4 коэффициент f задан условиями, соответствующими рис. 1.

На рис. 5 зависимости (14) и (15) пересекаются в точке $z^* = 0.7$ и $y^* = 0.58$. Этим значениям соответствуют $\gamma = 4.8 \cdot 10^5$ s⁻¹ или $\tau_1 = 1 / \gamma = 2.1$ μs и $\Lambda / 2 = d_1 = 0.71$ mm. Полученные значения практически совпадают с аналогичными величинами, зафиксированными в эксперименте.

Заключение

Таким образом, в работе приведены характерные скоростные кадровые фотографии, иллюстрирующие начальный этап развития иницированного СВЧ-разряда. Разряд зажегся в воздухе сравнительно высокого давления p , при котором обеспечивается в разрядной плазме существенное превышение частоты столкновений электронов с молекулами воздуха ν_c циклической

частоты поля ω : $v_c \gg \omega$. Разряд инициировался шариком диаметром $2a$, существенно меньшим длины волны ЭМ-поля λ : $2a \ll \lambda$. Шарик помещался в линейно-поляризованный квазиоптический ЭМ-пучок с ТЕМ-структурой поля.

Приведенные фотографии показывают, что разряд зарождается на полюсах шарика, где вектор электрической составляющей ЭМ-поля \mathbf{E}_0 перпендикулярен поверхности шарика, в виде сравнительно однородных диффузных плазменных образований. Эти образования, стартуя с полюсов шарика, постепенно вытягиваются вдоль \mathbf{E}_0 и совместно с шариком образуют помещенный в поле ЭМ-вибратор. Эксперименты дают характерные масштабы длины начальных диффузных образований, их диаметра и скорости роста на последовательных этапах развития этих диффузных „шапок“.

Из фотографий следует, что через некоторое время τ с момента начала развития разряда в его полюсных плазменных шапках начинают фиксироваться сравнительно яркие каналы, вытянутые вдоль линий ближнего индуцированного электрического поля \mathbf{E} шарика. По фотографиям можно оценить их характерный диаметр d и время формирования τ .

В работе, с помощью формулы для скорости перемещения навстречу ЭМ-излучению фронта ионизации v_{fr} , соответствующей диффузионному механизму его распространения, и в предположении свободного характера диффузии электронов на переднем участке этого фронта получено значение v_{fr} для начального этапа развития полярных шапок. Это значение v_{fr} сравнительно хорошо согласуется с экспериментальной оценкой.

В работе в квазистатическом приближении рассчитана концентрация плазменных электронов n_{e0} в полярных шапках, в объеме которых формируются яркие каналы. Сделано предположение об ионизационно-полевом механизме стабилизации процесса ионизации, т.е. уменьшения модуля поля \mathbf{E} в объеме плазменных шапок до уровня критического пробойного поля \mathbf{E}_{cr} за счет наработки концентрации плазмы.

И наконец, в работе проанализирована линейная стадия процесса развития ИПН разрядной плазмы воздуха в СВЧ-поле при $v_c \gg \omega$. В результате появилась возможность проводить оценку характерного времени развития этой неустойчивости τ или ее инкремента $\gamma = 1/\tau$ и характерного исходного поперечного размера $\Lambda/2$ образующихся плазменных каналов. При этом использовались опытный факт вытянутости этих каналов вдоль \mathbf{E} и предположение об изобаричности процесса ИПН. Полученные результаты нашли экспериментальное подтверждение. Кроме того, как теория, так и эксперимент показывают, что рассматриваемая неустойчивость является пространственно аperiodической. И наконец, количественное соответствие теоретических оценок опытным результатам дает основание утверждать, что приведенные в работе аппроксимирующие формулы для величин типа v_i , v_a , D_e , D_a и т.п. в рассматриваемом диапазоне параметров адекватны физической реальности.

Логическим продолжением этих исследований может явиться анализ нелинейной стадии процесса ИПН [12]. Полученные результаты и их продолжение могут дать ответ о предельных параметрах плазмы в объеме ИП-канала и о радиусе его конца. Последний определяет величину индуцированного усиленного поля в окрестности конца ИП-канала. В результате может быть на количественном уровне рассмотрен процесс удлинения ИП-канала, т.е. его преобразования в СВЧ-стример.

Список литературы

- [1] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Федотов А.Б. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 149–154.
- [2] Esakov I.I., Grachev L.P., Khodataev K.V. // AIAA-2005-989.
- [3] Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Ким А.В., Колыско А.Л. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. Вып. 8. С. 1064–1075.
- [4] Гильденбург В.Б., Ким А.В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. Вып. 4. С. 904–909.
- [5] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 8. С. 73–82.
- [6] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В., Цыленков В.В. Установка для исследования импульсного безэлектродного СВЧ разряда в газах высокого и среднего давления. Препринт МРТИ АН СССР. М., 1990. 14 с.
- [7] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В., Цыленков В.В. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. Вып. 3. С. 411–415.
- [8] Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969. 205 с.
- [9] Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милих Г.М. Искусственная ионизированная область в атмосфере. М., 1986. 184 с.
- [10] Ходатаев К.В. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. Вып. 7. С. 605–610.
- [11] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
- [12] Ким А.В., Фрайман Г.М. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. Вып. 3. С. 613–617.