

03:04;07:09

©1994 г.

РАЗРЯД В ВОЗДУХЕ В КВАЗИОПТИЧЕСКОМ СВЧ РЕЗОНАТОРЕ

Л.П.Грачев, И.И.Есаков, Г.И.Мишин, К.В.Ходатаев

Приводятся результаты исследования безэлектродного разряда в воздухе в линейно-поляризованной СВЧ волне двухзеркального открытого резонатора. Даются его фотографии, скоростная фоторазвертка и экспериментальная оценка температуры центральной части-ядра. Показывается, что при СВЧ пробое высокого давления, инициированном одиночным электроном, первоначальный сферический плазмоид за счет электростатических эффектов с экспоненциально возрастающей скоростью растягивается вдоль поля. Когда длина такого высокочастотного стримера начинает составлять значительную часть полудлины волны поля, проявляются его резонансные свойства, сопровождающиеся увеличением темпа диссипации СВЧ энергии.

Введение

Для пробоя воздуха в СВЧ *ТЕМ*-волне при давлениях p в сотни Тор требуются высокие уровни полей. Так, при $p = 760$ Тор модуль амплитуды $E(E)$ должен быть больше $E_k = 30$ кВ/см [1], что соответствует плотности потока мощности $\sim 10^6$ Вт/см². Одной из особенностей такого разряда является распространение его в область с $E < E_k$. Для его инициирования достаточно обеспечить условие пробоя лишь локально. Именно такой разряд с низким значением E в большей части разрядной области изучался в сфокусированной бегущей волне [2-5]. Он состоит из растущих и разветвляющихся плазменных каналов, фрагменты которых по фронту разряда последовательно образуют поглощающие энергию резонансные вибраторы с термической ионизацией центральной их области.

ТЕМ-структуру с $E > E_k$ в большом объеме на короткое время можно создать в квазиоптическом резонаторе. О реализации такой возможности при 400 и 760 Тор сообщено в [6,7]. В этих работах описывается внешний вид разряда и приводится его фотография с временем экспозиции t_0 , большим времени "свечения" t_k . Разряд выглядел как веретенообразный канал, вытянутый вдоль E , с максимальной длиной $\lambda/4 < h_m < \lambda/2$. В [8,9] в квазистатическом приближении рассматривается динамика такого высокочастотного стримера, инициированного одиночным электроном.

ки в резонанс и контроля поляризации. Вокруг резонатора расположены поляризационно-чувствительные детекторные головки, измеряющие поле, рассеивающееся из резонатора. Система регистрации СВЧ сигналов воспроизводит без искажений их огибающую в полосе $0-10^7$ Гц.

В дальнейшем будем использовать декартовы (x, y, z) , цилиндрические (ρ, φ, z) и сферические (r, φ, θ) координаты, начало которых помещено в центре резонатора. Ось z и полярная ось ($\theta = 0$) направлены по оси резонатора, а ось x — вдоль \mathbf{E} .

Система запитки резонатора и регулировки размера $2L$ обеспечивают его возбуждение на простейшей моде с концентрацией поля в центральной, фокальной области $[^{10}] - TEM_{00\xi}$, где нулевые индексы указывают на отсутствие вариаций поля по ρ и φ , а ξ — число его вариаций по z . В этом случае в области фокуса распределение поля имеет вид $E = E_m \exp[-(\rho/a)^2]$ и $E = E_m \cos kz$, где $k = 25/\lambda$, а E_m с начала импульса растет во времени t по закону $E_m = E_{mm}[1 - \exp(-t/\tau)]$, где E_{mm} — уровень поля в центре резонатора при полной “закачке”, определяемый его добротностью и P_r , а τ — постоянная времени этого процесса.

Результаты экспериментов

В условиях эксперимента уровень E_{mm} не достигается. При росте E_m до величины пробойного поля $E_0 \leq E_k$ атмосферный воздух, заполняющий резонатор, с громким хлопком пробивается. Первый набор зеркал обеспечивает максимальную фокусировку поля. Он дает при $2L \simeq 60$ см $a = 6.5$ см, поток мощности через фокальную плоскость к моменту пробоя (для определенности $E_0/E_k = 1.3$) — $P_p = 6.6 \cdot 10^7$ Вт и энергию, накопленную в резонаторе, $W_{\text{нак}} = 0.3$ Дж. При такой конфигурации пробой происходит только в фокальной пучности поля.

На рис. 2 представлен типичный разряд при $t_0 > t_k$. Это веретенообразный искровой канал, вытянутый вдоль \mathbf{E} , длиной $h_m = 34 \pm 2$ мм. Он состоит из яркого сферического ядра радиусом $r_{\text{я}} = 2 \pm 0.25$ мм, от которого отходят конусные “усы” с радиусом в основании $r \simeq 1.75$ мм. Их острые концы окружены диффузным ореолом. С ореолом разряд представляется цилиндром с диаметром, не превосходящим $2r_{\text{я}}$.

Измерение яркостной $T_{\text{я}}$ методом фотометрирования пленки и сравнение ее результатов с эталоном дало значение $T_{\text{я}} \simeq 7 \cdot 10^3$ К.

На рис. 3 дана осциллограмма сигнала с детектора на подвижном зеркале. Ее временной масштаб 10 мкс/дел. Передний фронт с $\tau \approx 10$ мкс отслеживает “закачку” резонатора до E_0 . Вертикальный задний фронт показывает, что при пробое закачка резонатора из-за рассогласования с генератором прекращается, а W_{max} за $t \leq 100^{-7}$ с поглощается и рассеивается (переизлучается на моде, не согласованной с резонатором) разрядом. Аналогичные сигналы фиксируют детекторы рассеянного поля. Они различаются только амплитудой в зависимости от положения и угловой ориентации датчиков.

На рис. 4 дана развертка разряда, полученная скоростной камерой в режиме фотохронографа. На ней t направлено направо, указан его масштаб, \mathbf{E} вертикален, h_m служит линейным масштабом. Из рисунка

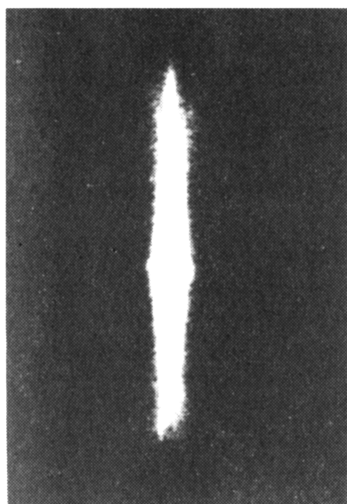


Рис. 2. Типичный импульсный СВЧ разряд при $t_0 > t_k$ (t_0 — время экспозиции, t_k — время свечения разряда).

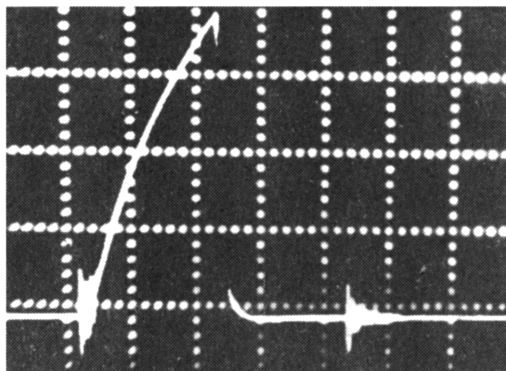


Рис. 3. Осциллограмма сигнала с детектора интенсивности поля резонатора, установленного на подвижном зеркале.

Временной масштаб 10 мкс/дел.

видно, что разряд, начинаясь с точки, с возрастающим темпом растягивается вдоль E . При достижении максимальной длины при $t = t_m$ его рост прекращается. Он сохраняет h_m около 4 нс до t_k и гаснет. “Задний фронт” развертки содержит информацию о скорости погасания различных участков разряда и форме его боковой поверхности.

В различных импульсах ядро разряда возникает в пределах $\rho \lesssim 5$ см и $|z| \lesssim 1$ см. Уровень E_0 имеет разброс на 10%. Когда пробой происходит при большем E_0 , то h_m не растет, а концы разряда случайным образом разветвляются и загибаются (рис. 5, а, б).

Второй набор зеркал обеспечивает условие $E > E_k$ в большей области. Например, при $2L \approx 140$ см $a = 16$ см и $W_{\max} = 4$ Дж. В этом случае за импульс возникают несколько искровых каналов — плазмOIDов (от 3 до 10), расположенных в фокальных пучностях, как показано на рис. 5, а. В отдельной пучности его может и не быть, но может быть и несколько. Как правило, каждый из каналов сохраняет веретенообразную форму. Видно, что W_{\max} может распределяться по ним неравномерно: правые имеют типичную форму, левый же меньшей длины ($h = 26$ мм) с $r = 1$ мм и слабо различимым ядром.

Многочисленное фотографирование разрядной области показало, что плазмOIDы могут иметь и не типичную форму. На рис. 5, г такой плазмOID образован тремя сгруппированными каналами практически без ядер, на рис. 5, д второй слева снабжен своеобразным ответвлением на конце, а на рис. 5, е правый имеет два ядра. На всех фотографиях длина области, в которой возникает группа плазмOIDов, не превышает h_m . На рис. 6 приведена фоторазвертка разрядного канала (при скорости, в два раза меньшей, чем на рис. 4), которую естественно соотнести с двухядерным каналом. На ней видно, что его формирование происходит из двух центров.

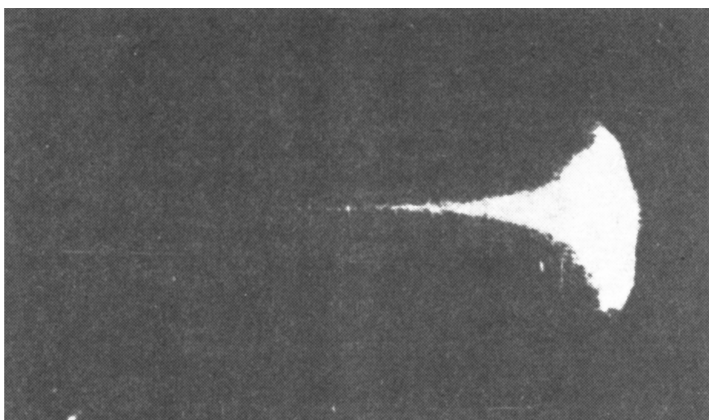


Рис. 4. Развертка разряда (скоростная камера в режиме фотохронографа).
Время увеличивается слева направо.

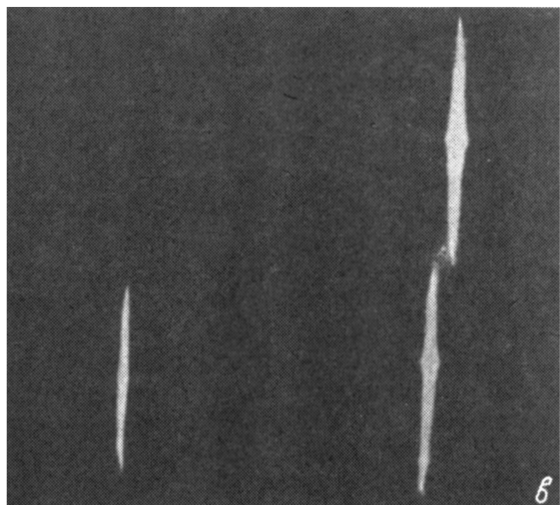
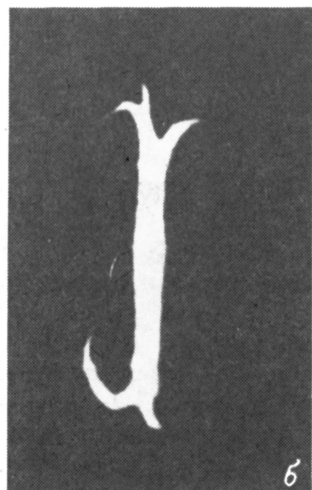
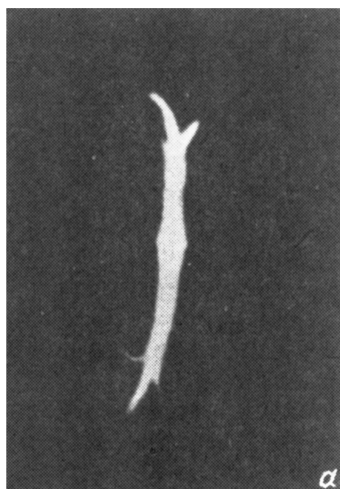


Рис. 5. Виды СВЧ разрядов.
а, б — при максимальной фокусировке электрического поля; *в* — типичные плазмиды при расфокусировке электрического поля; *г-е* — нетипичные формы плазмидов при расфокусировке электрического поля.

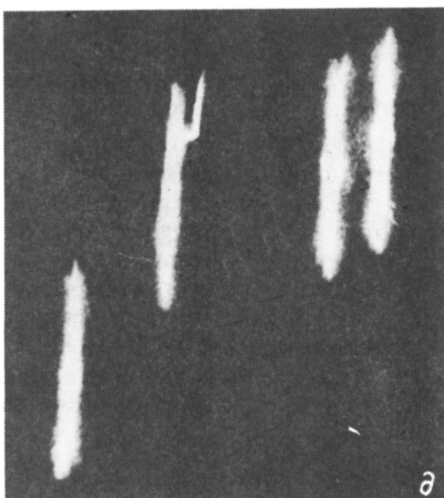
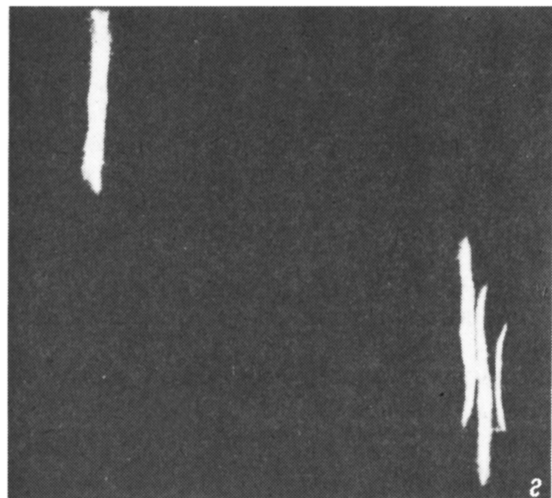


Рис. 5. (Продолжение).

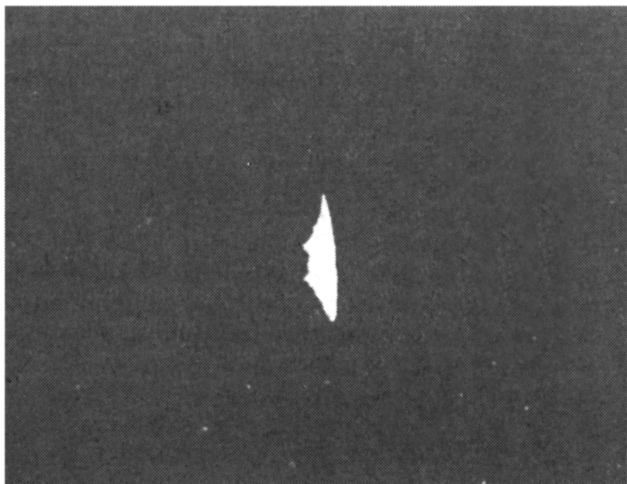
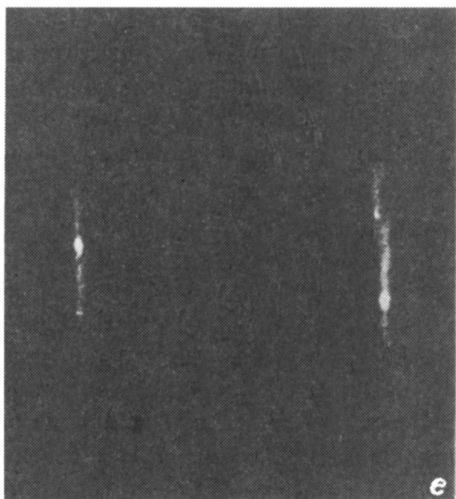


Рис. 6. Фоторазвертка двухъядерного разрядного канала, формирующегося в результате слияния каналов, развивающихся из двух центров. Скорость фоторазвертки вдвое меньше, чем на рис. 4.

Обсуждение результатов экспериментов

1. Для начала разряда необходимо наличие “свободного” электрона. Без вспомогательного источника они появляются редко ($10-30 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) и случайно, что определяет разброс местоположения разрядных каналов и уровня E_0 для различных импульсов. Достаточно близким и одновременным появлением нескольких начальных электронов объясняется наличие нетипичных форм разрядных плазмOIDов и редкость их появления.

2. Пусть в резонаторе с первым набором зеркал, заполненным воздухом при $p = 760 \text{ Тор}$, электрон появится в точке $r = 0$ при $t = 0$. Для определенности примем $E_0 = 1.3E_k$.

В пренебрежении влиянием плазмы на исходное поле и нагрева газа рост ее концентрации описывается уравнением

$$n = (4\pi Dt)^{-3/2} \exp \left[\frac{r^2}{4Dt} + (\nu_i - \nu_a)t \right]. \quad (1)$$

Здесь при энергии электронов $\sim 1 \text{ эВ}$ $\nu_a = 1.5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ — их частота прилипания, $\nu_i = \nu_a (E_0/E_k)^\beta$ — частота ионизации, $\beta = 5.3$ при $1 \lesssim E_0/E_k < 3$, D — коэффициент диффузии.

На этой стадии разряд является сферой с радиусом, определенным по спаду n в e раз, $r_n = 2\sqrt{Dt}$, а его граница с фиксированной n перемещается со скоростью $v_{\text{гр}} = 2\sqrt{D(\nu_i - \nu_a)}$. Величина D зависит от соотношения между r_a и дебаевским радиусом r_d . Если $r_n < r_d$, то $D = D_{\text{св}} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$ — коэффициент “свободной” диффузии электронов. Если $r_n > r_d$, то $D = D_a \approx 18 \text{ см}^2/\text{с}$ — коэффициент амбиполярной диффузии [1].

Время смены характера диффузии t_a можно оценить из равенства $r_n = r_d$. Взяв $D = D_{\text{св}}$ и n из (1) при $r = 0$, получим $t_a = 3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. К этому моменту $n(r=0) = n_a = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $r_n \simeq r_a = 0.45 \text{ мм}$.

3. Если считать образующийся плазмOID однородным, то квазистатическом приближении поля в нем $E_{\text{in}} = E_0 |3/(2 + \mathcal{E})|$, где $\mathcal{E} = 1 - in/n_0$ — диэлектрическая проницаемость, $n_0 = \epsilon_0 m_e \nu_c \omega / q^2$, m_e и q — масса и заряд электрона, $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ — круговая частота поля, $\nu_c = 3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ — частота столкновений электронов с молекулами. Будем считать, что n_0 определяет границу применения приближения “заданного” поля. При $n = n_0$ внешнее поле в полярных областях ($x = \pm r_n$) плазмOIDа $E_{\text{out}} = |\mathcal{E}| \cdot E_{\text{in}} \simeq \sqrt{2} E_0$, а в экваториальной $E_{\text{out}} = E_{\text{in}} = 0.95 E_0$. В наших условиях $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \gg n_a$.

4. При $n > n_a$ диффузией можно пренебречь и считать, что n растет экспоненциально. В [11] показано, что при $p \gtrsim 30 \text{ Тор}$ на скорость ионизации начинает сказываться процесс ионизационно-перегревной неустойчивости плазмы. С учетом этих замечаний запишем, что при $t > t_a$ в центральной области плазмOIDа

$$n = n_a \exp \left[(\nu_i - \nu_a) \sqrt{\beta} (t - t_a) \right], \quad (2)$$

где $\sqrt{\beta}$ учитывает ионизационно-перегревный процесс в линейном приближении [1].

Из (2) следует, что для изменения n от n_a до n_0 требуется время $t_0 - t_a = 10^{-7}$ с.

В неравновесной плазме n ограничена рекомбинацией [1]: $n \leq n_r = (v_i - v_a)/\alpha_r$, где $\alpha_r = 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ — коэффициент диссоциативной рекомбинации. В условиях эксперимента $n_r = 4.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При $n = n_r$ глубина скин-слоя $\Delta = 3.4 \text{ мм} > r_a$.

Формула (2) дает оценку времени роста n от n_0 до n_r : $t_r - t_0 = 3.2 \cdot 10^{-8}$ с. Дальнейший рост n может быть связан с ростом температуры газа T .

5. Плотность СВЧ энергии, поглощаемой плазмой к моменту t , $w = \int_0^t [\sigma(t) E_0^2 / 2] dt$, где $\sigma(t)$ — проводимость плазмы. В неравно-

весной плазме при значении параметра $E_k/n_b = 10^{-15} \text{ В} \cdot \text{см}^{-2}$ ($n_b = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — плотность молекул) первоначально около 45% этой энергии идет на возбуждение колебаний молекул N_2 , около 45% — на электронное возбуждение N_2 ($B^3\Pi_g$) и 10% — на электронное возбуждение O_2 [1]. Тепловая релаксация энергии колебаний при T от 300 до $7 \cdot 10^3$ К происходит с временами, лежащими в диапазоне от секунд до микросекунд [1], что существенно больше времен, характеризующих электронные процессы в разряде. Время жизни электронно-возбужденного состояния N_2 до высвечивания $\tau_b = 4-8 \cdot 10^{-6}$ с, а его частота “тушения” в результате столкновений с молекулами N_2 : $\nu_T = 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} \gg 1/\tau_b$ [1] и, следовательно, энергия электронного возбуждения N_2 с постоянной $\tau_T = 1/\nu_T = 2 \cdot 10^{-8}$ с будет релаксировать в нагрев воздуха. Энергия электронного возбуждения O_2 также быстро релаксирует в тепло. Таким образом, более половины потребляемой от СВЧ энергии преобразуется в тепло с временем релаксации $2 \cdot 10^{-8}$ с.

Оценка повышения T в центральной области плазмоида за время $t_r - t_0$ дает значение $\Delta T = 130 \text{ К} \ll T_a$. Следовательно, основной рост T происходит в ходе дальнейшей эволюции разряда.

С ростом T параметр E_0/n_b растет. Доля энергии, идущая на колебания, падает, а доля энергии, быстро релаксирующая в тепло, увеличивается.

6. Из фоторазвертки разряда (рис. 4) видно, что на заключительном этапе зависимость h от t можно аппроксимировать формулой

$$h = 2A(e^{\gamma t} - 1). \quad (3)$$

Здесь t отсчитывается от t_0 , а $A = 3.2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ и $\gamma = 1.03 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. При $t = t_m = 8.3 \cdot 10^8 \text{ с}$ разряд принимает длину $h_m = 3.4 \text{ см}$. Из (3) скорость движения границы разряда вдоль E

$$v_k = C \cdot e^{\gamma t}, \quad (4)$$

где $C = 3.3 \cdot 10^4 \text{ см/с}$.

Из квазистатической теории следует, что при $n \geq n_0$ сферический плазмодид растягивается вдоль E_0 . По аналогии со стримерным разрядом в постоянном поле такой удлиняющийся плазмодид можно назвать

высокочастотным стримером. Скорость движения его границы вдоль E_1 [9]

$$v_{\parallel} = v_a \exp \left[\frac{\beta(\nu_i - \nu_a)}{2} t \right], \quad (5)$$

где $v_a = 2\sqrt{D_0\nu_a}$, а в направлении, перпендикулярном E_0 , $v_{\perp} = v_{\text{гр}}$. Поле внутри плазмоида сохраняется практически постоянным и равным исходному — E_0 .

Допустим, что и при h , составляющей значительную часть $\lambda/2$, квазистатическое приближение остается справедливым для его концов. На это косвенно указывает совпадение экспериментального значения C в (4) с v_a . В этом случае экспериментальное $\gamma \equiv \beta(\nu_i - \nu_a)/2$ при $E/E_k = 1.27$, а в (3) $A \equiv v_a/\gamma$. Таким образом, квазистатическая теория дает разумную количественную картину роста стримера.

За время $t_m - t_r$ в центре плазмоида продолжается поглощение энергии и нагрев плазмы при $n = n_r$ и $E_{\text{in}} \simeq E_0$. Оценка (без учета падения n_b в процессе нагрева) показывает, что повышение температуры там $\Delta T = 3 \cdot 10^3$ К. По порядку величины оно уже совпадает с экспериментальным $T_{\text{я}}$.

7. Эксперименты показывают, что формирование поперечных размеров стримера и его ядра идет одновременно с ростом h . Например, на рис. 5, в у стримера с меньшей h меньше r и $r_{\text{я}}$.

Максимальные значения r и $r_{\text{я}}$ типичного плазмоида не могут быть объяснены в рамках принятых модельных представлений. В соответствии с ними к $t_m r = r_a + v_{\text{гр}}(t_m - t_a) = 0.51$ мм $\ll r$.

Исследования разряда в бегущей волне [12] показали, что он является источником ионизирующего излучения. Этот процесс обусловлен фотоионизацией молекул O_2 , излучением возбужденных электронными ударами атомов O , накапливающихся в результате диссоциативного прилипания электронов к O_2 . Масштаб спада уровня фотоионизации перед границей разряда (1.3 мм) близок к r , следовательно, она может оказать существенное влияние на формирование поперечных размеров плазмоида.

8. С ростом стримера квазистатическое приближение вдоль его длины перерастает быть справедливым. По мере приближения h к $\lambda/2$ его необходимо рассматривать как СВЧ вибратор. В гармоническом приближении модуль амплитуды тока вдоль вибратора, помещенного в однородное поле E_0 , распределен по закону [13]

$$J = J_0 \left(\cos kx - \cos \frac{kh}{2} \right) / \left(1 - \cos \frac{kh}{2} \right), \quad (6)$$

где при $h < \lambda/2$

$$J_0 = E_0 h_D / \sqrt{R_0^2 + x_0^2}, \quad (7)$$

$$h_D = 2h/\pi \quad (8)$$

— действующая длина,

$$x_0 = -(z_0/\pi)(\ln h/2r - 1) \text{ctg}(kh/2) \quad (9)$$

— реактивное сопротивление, $z_0 = 120\pi$ Ом, R_0 — эквивалентное активное сопротивление, учитывающее все виды потерь энергии. Индекс 0 показывает, что сопротивления отнесены к пучности тока. Пусть $R_0 = R_\Sigma + R$. Здесь

$$R_\Sigma = \frac{2P_\Sigma}{J_0^2} = \frac{z_0}{6\pi} (kh_D)^2 \quad (10)$$

— сопротивление излучения, где P_Σ — мощность, излучаемая вибратором; $R = 2P_R/J_0^2$ — активное сопротивление плазмы, где P_R — мощность потерь энергии в плазменном объеме.

При $h = h_m$, $h_D = 20$ мм, $x_0 = 50$ Ом и $R_\Sigma = 51$ Ом. Равновесной экспериментальной T_α в случае термической ионизации соответствует $n_\alpha = 6 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и $\sigma_\alpha = 5$ Ом⁻¹ · м⁻¹ [1]. Плотность тока в ядре $j_\alpha = E_0 = 1.8 \cdot 10^3$ А/см² и ток через его центральное сечение $J_0 = j_\alpha \pi r_\alpha^2 = 230$ А. Из (7) следует, что ему соответствует $R = 230$ Ом. Т.е. к t_k $P_R = 6.1 \cdot 10^6$ Вт все еще существенно превосходит $P_\Sigma = 10^5$ Вт.

Для равномерного нагрева ядра до T_α требуется энергия $W_\alpha = (5/2)\bar{n}_b k_\delta T_\alpha (4/3)\pi r_\alpha^2 \simeq 0.12$ Дж, где $\bar{n}_b = 1.5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ — плотность молекул, среднеарифметическое плотностей при $T = 300$ и $7 \cdot 10^3$ К, k_δ — постоянная Больцмана. Т.е. до 30% $W_{\text{нак}}$ выделяется именно в ядре.

9. С ростом h собственное внешнее поле стримера у его концов в направлениях, перпендикулярных E_0 , начинает превосходить E_k и разряд может развиваться не только вдоль E_0 . Этим, вероятно, можно объяснить наличие диффузного ореола у его концов и по аналогии с разрядом в бегущей волне [5] их загиб и разветвление.

10. В качестве обобщения на рис. 7 показан качественный ход зависимости n от t в центре плазмоида и нанесены основные точки, определяющие его развитие.

С момента появления начального электрона n начинает относительно медленно расти. На этом этапе диффузия электронов является свободной и они сферически “расплываются” по пространству, а исходное поле практически не искажается.

При t_a размер плазмоида сравнивается с дебаевским радиусом, диффузия становится амбиполярной, “расплывание” прекращается и локальный темп роста n увеличивается. На этом же этапе начинают проявляться газодинамические процессы, приводящие к увеличению скорости ионизации в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости.

При $n = n_0$ собственным полем плазмоида уже нельзя пренебречь. Оно накладывается на исходное, и плазмоид с экспоненциально возрастающей скоростью растягивается вдоль E_0 за счет электростатических эффектов на его полюсах. В процессе роста стримера n в его центре продолжает расти, дорастает до рекомбинационного предела и в дальнейшем практически не меняется.

С увеличением h резонансно возрастает энергия, поглощаемая стримером-вибратором, и плазма в его центральной части интенсивно нагревается до температуры в тысячи градусов, что приводит к смене характера ионизации с электронно-неравновесной на термическую. На заключительном этапе развития разряда в единицы-десятки наносекунд на участке от t_r до t_k явления в нем носят столь многопара-

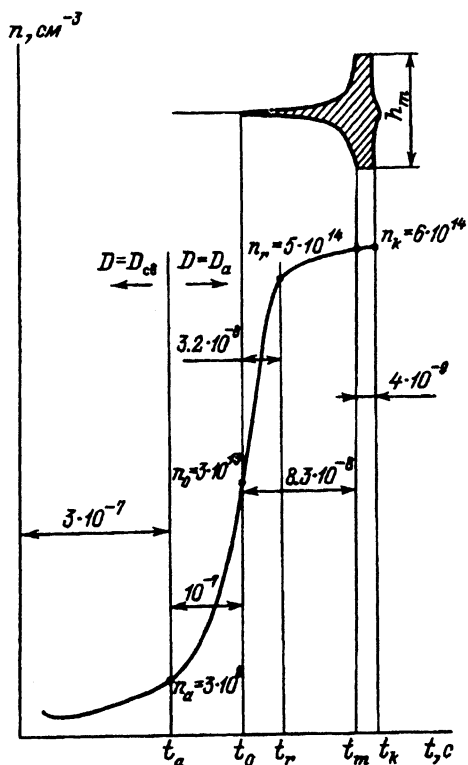


Рис. 7. Качественный вид зависимости концентрации электронов в зоне плазмоида от времени t и основные точки, определяющие его эволюцию.

метрический и нелинейный характер, что на уровне оценок получить его параметры становится затруднительным.

Заключение

Таким образом, СВЧ разряд в воздухе высокого давления в линейно-поляризованной стоячей TEM -волне квазиоптического высокочастотного резонатора состоит из отдельных, в основном веретенообразных плазмоидов ограниченной длины, вытянутых вдоль поля и расположенных в его пучностях. Их положение в области "пробойного" поля и количество зависят от наличия "свободных" электронов. В процессе развития отдельный типичный плазмоид проходит три основные стадии: сферического зародыша, стримерную и резонансно-вибраторную. Основные энергетические процессы в нем происходят на последней стадии.

Укажем некоторые вопросы, не выясненные даже на принципиальном уровне.

1. Чем задается размер h_m ?
2. Какие процессы определяют поперечный размер стримера?
3. Почему разрядный канал имеет ядро, а не просто протяженную зону энерговыделения длиной $\sim h_D$?
4. Какие дополнительные факторы, кроме ударной ионизации в электрическом поле и амбиполярной диффузии, определяют столь высокую (10^8 см/с) скорость развития стримера при выходе на резонанс?

5. Почему в резонаторе со вторым набором зеркал “развитые” каналы имеют именно типичную форму даже при малом их числе? Ведь $W_{\text{нак}}$ с этими зеркалами на порядок больше, чем с первым набором.

6. Разрабатываемая теория стримерного СВЧ разряда должна объяснить сходство и различие поглощающих элементов в бегущей волне с типичным плазмодом в стоячей. Так, в бегущей волне [5] при одинаковой λ , p , в 2.3 раза меньше, чем в рассматриваемом случае, и $E_0 = 0.4E_k$ длина вибратора, радиус его горячей части и ее температура практически совпадают с соответствующими величинами рассматриваемого типичного плазмоида. В то же время в ней горячая область вибратора — цилиндр длиной h_D , а в стоячей — сферическое ядро с $r_{\text{я}} \simeq r$.

Научный интерес к данному объекту стимулируется не только его уникальностью и тесной связью с известными видами стримерного разряда, по существу мало изученного, он может представлять и прикладную ценность в таких областях, как химический синтез новых материалов в газовой фазе и инерционный управляемый термоядерный синтез [14].

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 415 с.
- [2] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Федотов А.Б. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 149–154.
- [3] Батанов Г.М., Грицынин С.И., Косый И.А. и др. // Тр. ФИАН. 1985. Т. 160. С. 174–203.
- [4] Баранов В.В., Бровкин В.Г. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 15. С. 39–43.
- [5] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. С. 34–39.
- [6] Визгарев А.П., Еремин Б.Г. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 2. С. 452–456.
- [7] Аераменко Р.Ф., Грачев Л.П., Николаева В.И. // Проблемы современной электродинамики и биоэнергетики. Сб. ст. / Под ред. В.Г.Никифорова и В.Н.Пушкина. М., 1976. С. 186–216.
- [8] Деинин С.А. // Вест. Моск. ун-та. Сер. физика и астрономия. 1985. Т. 26. № 6. С. 30–33.
- [9] Гильденбург В.Б., Гуцин И.С., Деинин С.А., Ким А.В. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 4. С. 1151–1156.
- [10] Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. 475 с.
- [11] Гильденбург В.Б., Ким А.В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 4. С. 904–909.
- [12] Богатов Н.А., Голубев С.В., Зорин В.Г. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 14. С. 888–891.
- [13] Шелкунов С., Фриис Г. Антенны. М.: Сов. радио, 1955. С. 518.
- [14] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В. Препринт Физико-технического института им. А.Ф.Иоффе РАН. № 1577. СПб., 1992. 59 с.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
22 января 1993 г.
В окончательной редакции
19 июля 1993 г.