

03;04;09

СТАДИИ РАЗВИТИЯ БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО СВЧ РАЗРЯДА

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

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 16 марта 1995 г.)

Приведены фотографии безэлектродного разряда в воздухе и водороде в сфокусированной квазиоптической линейно поляризованной СВЧ волне длиной 8.5 см в диапазоне давлений 20–360 Тор и длительностей разряда 3–40 мкс. Выделены последовательные стадии его развития, которые условно названы диффузной, ионизационно-перегревной, стримерной, резонансной и кумулятивной. Указаны основные физические факторы, определяющие свойства разряда на каждой из этих стадий. Обращено внимание на универсальность кумулятивной стадии, сопровождающейся локальным поглощением СВЧ энергии в центральном ядре резонансного СВЧ стримера. Наличие этой стадии связывается с реализацией в условиях эксперимента динамического СВЧ пинча.

Введение

Импульсный газовый разряд в квазиоптических пучках электромагнитных (ЭМ) волн сантиметрового диапазона имеет пространственно неоднородную нестационарную структуру [1,2]. Сравнительно невысокий уровень понимания происходящих при этом процессов не в последнюю очередь объясняется малым количеством фактического материала.

Настоящая работа имеет целью дополнить имеющиеся экспериментальные данные. В ней приводятся фотографии разряда в воздухе и водороде H_2 среднего и высокого давления p в фокусе бегущей ЭМ волны. Использование излучения с достаточно большой длиной волны λ позволяло “рассматривать” относительно мелкомасштабные плазменные образования. Возможность уменьшать длительность разряда t_p при умеренной амплитуде электрической компоненты исходного поля E_0 позволяло регистрировать его развитие на начальных стадиях, при которых разряд повторял свою геометрию в различных импульсах. “Естественный” уровень предионизации обеспечивал инициирование электронной лавины одним электроном, что упрощало трактовку наблюдений. Эти особенности эксперимента позволили выделить в

процессе развития разряда начальные стадии с присущими только им признаками. Эти признаки затем можно проследить и в ходе всего его последующего развития при больших t_p , когда в различных импульсах общая его геометрия уже не повторяется. Выделение определенных стадий позволило сравнить некоторые их характеристики с выводами теоретических построений, принятых для описания разрядов этого типа, и наметить направления их дальнейшего изучения.

Условия эксперимента

В опытах импульсное с прямоугольной огибающей линейно поляризованное (ЛП) ТЕМ-излучение с $\lambda = 8.5$ см фокусировалось в "безэховой" камере [3]. В области фокуса в плоскости, перпендикулярной вектору Пойнтинга Π , изменение E_0 можно аппроксимировать зависимостью $E_0 = E_{00} \exp\{-(x/x_0)^2 - (y/y_0)^2\}$, где x и y отсчитываются от фокуса по соответствующим взаимно перпендикулярным осям, причем ось X направлена по E_0 , $x_0 = 5.2$ см и $y_0 = 2.5$ см. Вдоль Π поле по уровню 0.9 однородно на длине 7 см. В различных импульсах E_{00} можно было менять от максимума $E_{00 \max} = 6.5$ до 0.1 кВ/см. Она измерялась по методике, изложенной в [4]. Точность установки E_{00} и ее измерения можно оценить в $\pm 10\%$. Она ограничивалась "неровностью" вершины огибающей импульса. Его длительность t_n менялась от 3 до 40 мкс и устанавливалась с точностью 1 мкс задаваемой длительностью и нестабильностью фронтов. Паузы между импульсами были не менее 1 мин.

При опытах с воздухом p менялось во всей камере. При экспериментах с H_2 в фокус симметрично оси ЭМ пучка помещалась кварцевая труба с осью, идущей по Y , внутренним диаметром 8 см, толщиной стенки 0.4 см, длиной 50 см и плоскими торцевыми стеклами. Она заполнялась H_2 под необходимым p , в камере же оставался воздух при 760 Тор. В опытах использовался атмосферный воздух и "технически чистый" H_2 . Их p фиксировалось с точностью ± 1.5 Тор. Перед заполнением H_2 труба откачивалась до 10^{-1} Тор.

Измерение распределения поля при наличии трубы не проводилось. С трубой разряд на ее поверхность не "садился", а зарождался в районе фокуса. Уровень пробойного поля $E_{\text{проб}}$ не менялся. При больших t_n разряд доходил до внутренней поверхности трубы. В этих условиях опыты по возможности не проводились.

Разряд фотографировался с временем экспозиции $t_{\text{э}} \gg t_p$. На нижеприведенных фотографиях E_0 вертикален, а Π направлен справа налево. На них указан геометрический масштаб. Чтобы "растянуть" во времени t развитие разряда и "привязать" его начало к фокусу, пробой при каждом p , как правило, осуществлялся с $E_{00} \simeq E_{\text{проб}}$. Из-за редкости появления фоновых иницирующих разряд электронов в области, где $E_0 \geq E_{\text{проб}}$, пробой в каждом конкретном импульсе мог и не быть [5], а t_p не совпадало с t_n . В связи с этим при неизменных условиях опыт выполнялся несколько раз, затем отбиралась фотография с наиболее развитой структурой разряда и для нее полагалось $t_p = t_n$.

Результаты наблюдений будем приводить начиная с низких p . Такой порядок позволит более наглядно представить стадии развития разряда.

а) Д и ф ф у з н а я с т а д и я. На рис. 1 представлен разряд в воздухе при 20 Тор, $E_{00} \simeq E_{\text{проб}} \simeq E_k = 0.8 \text{ кВ/см}$ ($E_k = 10^{-15} n_a (\text{см}^{-3}) \text{ В/см}$ — амплитуда критического поля, n_a — концентрация молекул), $t_p = 7, 9, 14, 17, 23$ и 35 мкс. На нем видно, что разряд зарождается в виде диффузного облака, которое постепенно разрастается с некоторым преимуществом вдоль E_0 . При указанных параметрах движение его границ у полюсов, где E_0 перпендикулярен границе плазмоида, идет с примерно постоянной скоростью $v_n = 6 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ до $t_p \simeq 20$ мкс, затем плавно замедляется и прекращается при длине плазмоида $4.25\text{--}4.5 \text{ см} \simeq \lambda/2$. Увеличение размера в экваториальной области идет до 1.1 см в течение 12 мкс с постоянной скоростью перемещения границы $v_a \simeq v_n$, затем практически прекращается и вновь начинается с существенно меньшей скоростью навстречу Π при $t_p \simeq 25$ мкс. При $t_p \geq 12$ мкс у плазмоида выше и ниже экваториального сечения навстречу Π отрастают “выступы”.

Суть процессов, происходящих на диффузной стадии развития разряда, достаточно ясна. Для их понимания достаточно совместно рас-

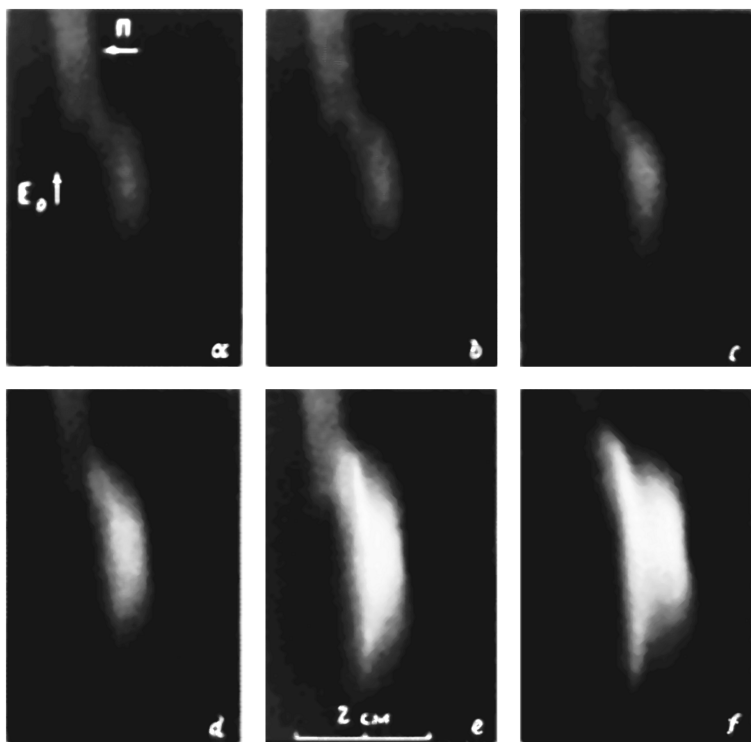


Рис. 1. СВЧ разряд в воздухе при $p = 20$ Тор.
 $E_{00} \simeq E_k = 0.8 \text{ кВ/см}$, t_p , мкс: а — 7, б — 9, с — 14, д — 17, е — 23, ф — 35.

смотреть уравнения для электронной концентрации n_e и электрического поля.

Для воздушной плазмы уравнение баланса n_e имеет вид

$$\partial n_e / \partial t = (\nu_i - \nu_a) n_e + D \Delta n_e - \alpha_r n_e^2, \quad (1)$$

где ν_a — частота прилипания; D и α_r — коэффициенты диффузии и рекомбинации;

$$\nu_i = \nu_a (E/E_k)^{5.3} \quad (2)$$

— частота ионизации при амплитуде поля E , являющегося суммой E_0 и поля плазмы $E_{пл}$; $E_k \leq E < 3E_k$.

В начале разряда в (1) можно пренебречь рекомбинацией и использовать приближение заданного поля $E = E_0$. В этом случае оно имеет решение при иницировании разряда электроном, появившимся в фокусе при $t = 0$, что близко к условиям опыта [6] $n_e = (4\pi Dt)^{-3/2} \exp[-r^2/(4Dt) + (\nu_i - \nu_a)t]$, где r — длина радиуса вектора. Из него следует, что на этой стадии разряд представляется сферой, граница которой с фиксированной величиной n_e перемещается с диффузной скоростью

$$v_{диф} \simeq 2\sqrt{D(\nu_i - \nu_a)}. \quad (3)$$

Электрические свойства плазмы можно описать комплексной диэлектрической проницаемостью ϵ . В условиях опытов частота столкновений электронов с нейтралами в воздухе $\nu_c = 4 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ существенно больше круговой частоты поля ω ; $\epsilon = 1 + in_e/n_{e0}$, где $n_{e0} = (\epsilon_0 m_e / q_e^2) \nu_c \cdot \omega$, $\epsilon_0 = 10^{-9} / (36\pi) \text{ Ф/м}$, m_e , q_e — масса и заряд электрона. При $\nu_c \gg \omega n_{e0}$ существенно меньше критической плотности $n_{eкр} = (\epsilon_0 m_e / q_e^2) \nu_c^2$. Так, для 20 Тор $n_{e0} = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_{eкр} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При наличии ϵ уравнение для медленно (в масштабе $1/\omega$) меняющейся комплексной амплитуды поля $E(r, t)e^{i\omega t}$ имеет вид [7]

$$\Delta E + [(E\epsilon)/\epsilon] + k^2[\epsilon E - (2i/\omega)\partial E/\partial t] = 0, \quad (4)$$

где $k = \omega/c$ и c — скорость света.

Рассмотрим, например, плазменный шар радиусом $a \ll 1/k$ с однородной, неизменной и “не слишком большой” n_e , помещенный в ЛП СВЧ поле E_0 . В этом случае (4) дает решение для внутреннего E_{in} и внешнего E_{out} относительно шара полей $E_{in} = E_0 \cdot 3/(2 + \epsilon)$; на экваторе шара $E_{out} = E_{in}$ и на полюсах $E_{out} = E_0 3\epsilon/(2 + \epsilon)$. Видно, что с ростом n_e E_{in} относительно медленно падает, а на полюсах E_{out} достаточно быстро растет. Так, при $n_e = n_{e0}$ $E_{in} = 0.95 E_0$, а на полюсах $E_{out} = 1.3 E_0$.

Очевидно, что при $n_e(r = 0) \simeq n_{e0}$ и в окрестности реального плазмоида распределение ЭМ поля будет анизотропно, что по (2) и (3) приведет к увеличению $v_{п}$ по сравнению с v_a . В общем случае эта эволюция описывается совместным решением уравнений (1) и (4), связь между которыми задает соотношение (2). На диффузной стадии E_k , ν_a , ν_c и D можно считать независимыми от E .

Определенные заключения о характере n_e и E можно сделать, выполняя это решение, анализируя внешний вид разряда и используя приведенные приближенные решения уравнений (1) и (4).

На рис. 1 при $t_p = 7$ мкс он уже вытянут по E_0 , т. е. к этому t n_e достаточно близко к n_{e0} . И действительно, прямые измерения, выполненные в сходных условиях в [1], показали, что измеренное вдоль Y среднее по фиксируемой на фотографии толщине плазмоида n_e за ~ 10 мкс достигает значения $4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и затем остается постоянной в оставшейся части $t_{ii} = 40$ мкс.

Определенную по первым фотографиям v_0 можно сравнить с $v_{\text{диф}}$, вычисляемую и в общем случае по (3). Это сравнение даст фактическое значение E_{00}/E_k , которое в опытах определяется с малой точностью.

На рис. 1 к $t_p \simeq 17$ мкс v_0 уменьшается практически до нуля. Следовательно, к этому t E_{in} у экватора плазмоида падает до E_k . В то же время выше и ниже его $E_{\text{in}} > E_k$, что приводит к росту "выступов". Их рост лишь навстречу Π констатирует "экранировку" E_0 . Укажем, что, например, при $n_e = n_{e0}$ глубина скин-слоя равна 3.2 см, а максимальная толщина плазмоида на рис. 1 равна ~ 1.5 см.

Характерное обратное t однородного нагрева плазмы можно оценить по формуле $\gamma_0 = \eta \sigma E^2 / (5n_a k T)$, где T — температура газа; k — постоянная Больцмана; $\sigma = n_e q_e^2 / (m_e \nu_c)$ — проводимость плазмы; η учитывает долю энергии, релаксирующую в нагрев за времена, соизмеримые с t_p . Положив для примера $n_e = n_{e0}$, $E = E_{00}$, $T = 300$ К и $\eta = 0.5$, получим $1/\gamma_0 \simeq 32$ мкс. На рис. 1 примерно к этому t центральная область плазмоида становится более яркой.

Оценки не решают вопрос о предельном размере плазмоида по E_0 . С одной стороны, по X E_0 спадает и рост E_{out} на полюсах может не компенсировать это падение. С другой стороны, этот размер близок к $\lambda/2$, что, очевидно, неслучайно [2].

Дуфффузная форма доминирует при низких p . Условия ее реализации могут отличаться высокой начальной n_e , большим размером области с $E_0 > E_k$, неоднородностью E_0 и т. п. [1,8,9]. В этом случае разряд будет существенно неоднороден, но по-крупному, вся его "физика" все равно отражена в зависимостях (1), (2) и (4). Их анализ в некоторых случаях можно упростить, используя подход, принятый при исследовании ионизационно-полевых неустойчивостей, т. е. рассматривая только линейную стадию процессов [7]. К этим уравнениям иногда, например при анализе прилипательной неустойчивости [10], следует добавлять выражения, определяющие зависимость от E скорости элементарных процессов в газе при передаче энергии от горячих электронов различным степеням свободы молекул.

б) Стадия развития ионизационно-перегревной неустойчивости. На рис. 1 видно, что к $t_p = 21$ мкс внутри плазмоида сформировались два соосных канала диаметром $2a \simeq 0.15$ см и длиной $L \simeq 1$ см. При $t_p = 17$ мкс есть только слабая "наметка" верхнего из них, т. е. характерное t этого процесса ~ 4 мкс. Каналы формируются сразу по всей длине, которая затем в течение ~ 12 мкс не меняется. Это отличает данное образование от рассмотренного ранее, которое в условиях опыта разрастается из одного центра. Отметим,

что при $t_0 \gg t_p$ по фотографиям нельзя определить t "активной жизни" каналов, например, t их свечения и т. п.

Образование вдоль E каналов нитей на плазменном фоне объясняется развитием ионизационно-перегревной (ИП) неустойчивости. Она связана с резкой зависимостью ν_i в (2) от $E_k(n_a)$. Об увеличенном отношении E/n_a в каналах говорит их большая яркость. С ростом E/n_a растет доля энергии, передаваемая горячими электронами на возбуждение электронных уровней молекул, значительная доля которых затем "высвечивается".

В [11] в изобарическом приближении $p = n_a kT = \text{const}$ проведен анализ на устойчивость к мелкомасштабным по сравнению с λ волновым возмущениям уравнений (1) и (4), к которым добавлено уравнение для T

$$(5/2)kn_a(\partial T/\partial t - \chi\Delta T) = \eta\sigma E^2/2, \quad (5)$$

где χ — коэффициент температуропроводности газа.

В ней получены условия, при которых флуктуации n_a , n_e , E и T имеют положительный инкремент $\gamma > \gamma_0$, получено выражение для максимального γ и соответствующего ему масштаба возмущения Λ , т. е. расстояния между каналами в плоскости ПУ,

$$\gamma = \sqrt{4.3\gamma_0(\nu_i - \nu_a)}$$

и

$$\Lambda = \sqrt{Dn_{e\text{кр}}/[5.3(\nu_i - \nu_a)n_e \cdot k^2]}. \quad (6)$$

Здесь n_e — концентрация, на фоне которой развивается неустойчивость. Подставив $n_e = n_{e0}$, оцененное выше γ_0 , $E_0/E_k = 1.13$, при котором $\nu_i - \nu_a = \nu_a$, и значения ν_a и D , рассчитанные по формулам, приведенным в [11], при 20 Тор, получим $1/\gamma = 4$ мкс и $\Lambda = 1.4$ см. Как видим, рассчитанное $1/\gamma$ совпадает с экспериментальным. В то же время вычисленные γ и Λ не удовлетворяют изобарическому приближению $\gamma \gg 2\pi v_{зв}/\Lambda$, где $v_{зв}$ — скорость звука в газе. Таким образом, развитая в [11] теория, давая правильное γ (что естественно, так как в [11] по (6) вычисляется γ и в локальном приближении), не отвечает на вопрос о расстоянии между каналами. Ответ на него требует привлечения дополнительных физических соображений [2].

Из условия изобаричности следует, что за $t = 1/\gamma$ определенное количество газа должно покинуть канал, т. е. его диаметр можно оценить по формуле

$$2a \simeq v_{зв}/\gamma. \quad (7)$$

Подставив $v_{зв} = 3.4 \cdot 10^4$ см/с и $1/\gamma = 4$ мкс, получим $2a = 0.14$ см, что близко к опытному значению при 20 Тор.

Линейная теория не дает ответ на многие вопросы, например, не определяет n_e в нитях ($n_{ен}$). Ее развитие должно дать значение порогов по n_e и E , проявление которых прослеживается в опыте. На рис. 1 видно, что в экваториальной области плазоида канал так и не образовался. Очевидно, что к t , когда там n_e достигло своего порога, $E_{ин}$, упавшее до E_k , стало ниже порогового E . Наличие промежутка между каналами является следствием конкретных опытных условий $E_{00} \simeq E_k$.

При $E_{00} > E_k$ канал пронизывает весь плазмоид [1]. Повышенная T электронов в ИП канале, особенно на нелинейной стадии его развития и при высоких p , может привести к выходу из него ионизирующего ультрафиолетового (УФ) излучения [12].

в) Стримерная стадия. На рис. 2 представлен разряд в воздухе при 55 Тор, $E_{00} \simeq E_k = 2.2$ кВ/см и $t_p = 25$ и 35 мкс. Именно при этом p в условиях опытов у ИП каналов появляется способность к удлиннению и выходу из начального плазмоида. При больших p это явление определяет внешний вид разряда. Для примера на рис. 3 показан разряд в воздухе при 120 Тор, $E_{00} = 4.5$ кВ/см $\simeq E_k$ и $t_p = 4, 12$ и 36 мкс.

Растущий плазменный канал в СВЧ поле по аналогии со сходным явлением в постоянном поле можно назвать стримером. Усиление E на концах ИП канала зависит от соотношения фонового n_e и n_{ek} и величины L/a . Например, при $n_{ek} \gg n_e$, $L \ll 1/k$ и $10 \leq L/a \leq 2 \cdot 10^3$ можно воспользоваться зависимостью [13]

$$E_{\text{стр}}/E = 3 + 0.56(L/a)^{0.92}, \quad (8)$$

где $E_{\text{стр}}$ — поле на “головке” стримера, E — поле в фоне.

Эксперименты показывают, что с ростом p a уменьшается, а яркость ИП каналов увеличивается. Последнее косвенно указывает на рост отношения n_{ek}/n_e . В результате с увеличением p растет и $E_{\text{стр}}$. Очевидно, что в условиях опыта при $p \geq 55$ Тор $E_{\text{стр}}$ становится больше E_k , что и обуславливает стримерный эффект.

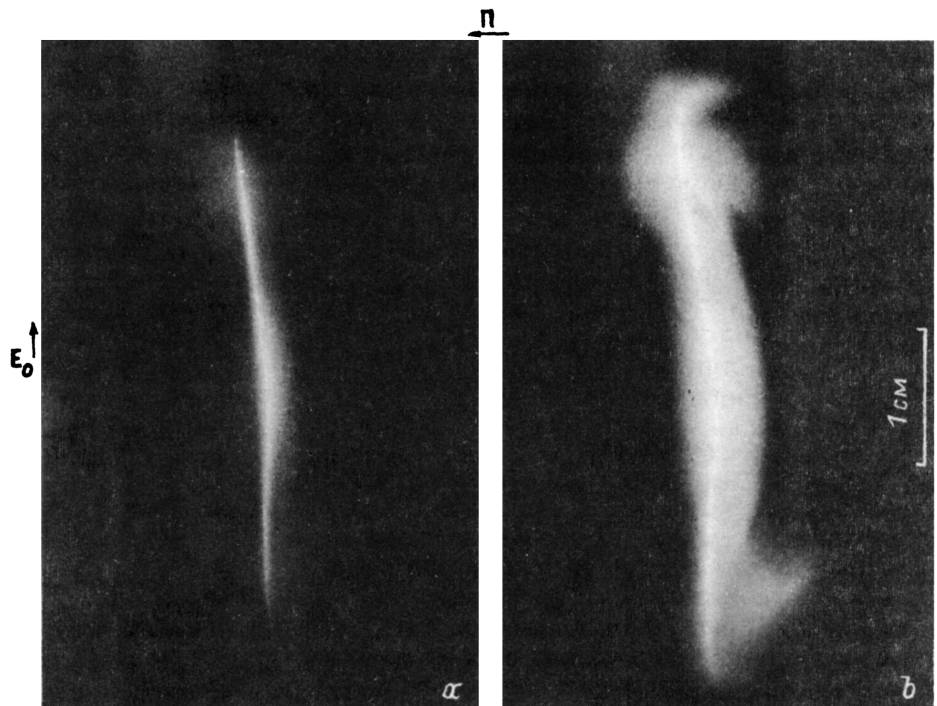


Рис. 2. СВЧ разряд в воздухе при $p = 55$ Тор.
 $E_{00} \simeq E_k = 2.2$ кВ/см, t_p , мкс: а — 25, б — 35.

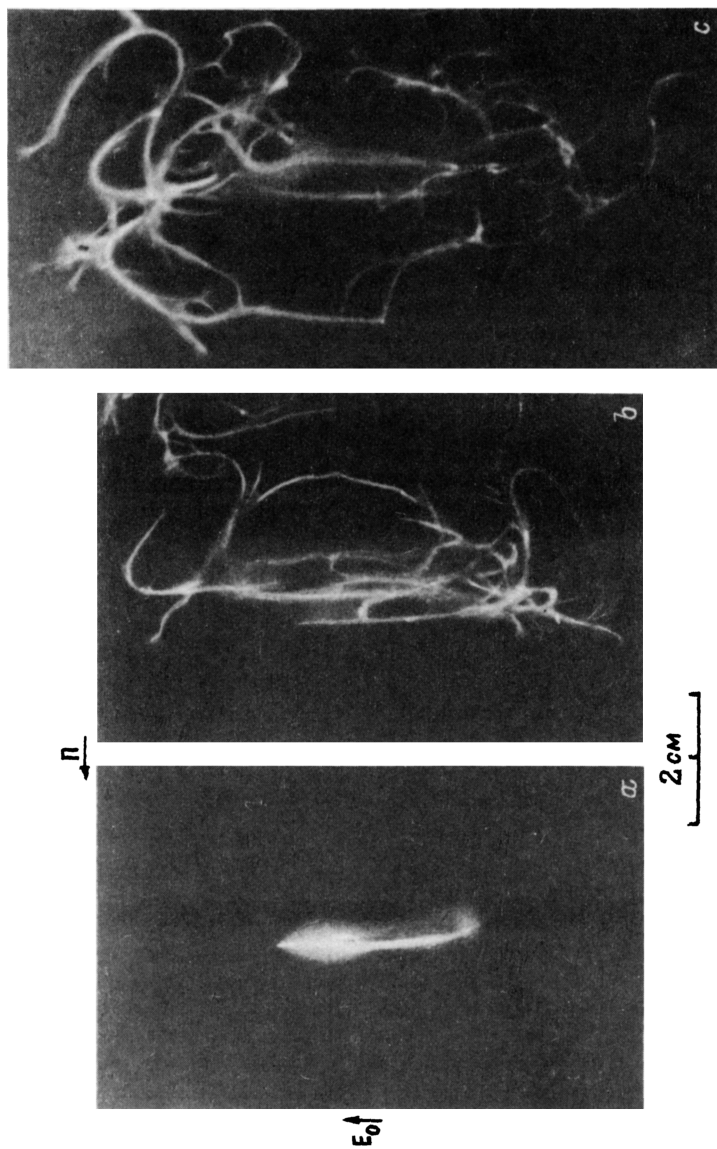


Рис. 3. СВЧ разряд в воздухе при $p = 120$ Тор.
 $E_{00} \approx E_k = 6.0$ кВ/см, t_p , мкс: а — 4, б — 12, с — 36.

При небольших p и E_0 количественно это явление продолжает описываться уравнениями (1), (4) и (5). Так, скорость роста стримера $v_{стр}$ все еще определяется по (2), где, правда, при расчете ν_i надо знать $E_{стр}$, что усложняет вычисления. При больших E_0 в левую часть (1) следует добавить “дрейфовый” член $\nabla(\mu_e E n_e)$, где $\mu_e = -q_e/m_e v_c$ — подвижность электрона, так как его вклад в $v_{стр}$ может быть соизмерим с $v_{диф}$.

Дрейфовую скорость роста стримера задает формула [14]

$$v_{др} = (\mu_e E_{in}/\omega)(\nu_i - \nu_a), \quad (9)$$

где E_{in} — поле в плазме и на конце стримера, ν_i должна быть рассчитана для $E_{стр}$.

Смысл (9) понятен, если учесть, что $\mu_e E/\omega$ — амплитуда колебательного смещения электронов по \mathbf{E} , характеризующая их вынос за плазменный фронт. Такую же структуру можно придать и формуле (3)

$$v_{диф} = 2\sqrt{D/(\nu_i - \nu_a)} \cdot (\nu_i - \nu_a),$$

где $2\sqrt{D/(\nu_i - \nu_a)}$ — среднее смещение электронов за время $t = 1/(\nu_i - \nu_a)$ в процессе их диффузного “блуждания”.

Аналогично вычисляется и скорость движения границы разряда при фотоионизации газа перед ней за счет УФ излучения из области разряда [15] $v_\phi = L_\phi(\nu_i - \nu_a)$, где L_ϕ — характерная длина области предыонизации. В воздухе $L_\phi = 10^{-2}/p$ [12].

На рис. 2 при $t_p = 25$ мкс видно, что при 55 Тор малое время формирования ИП канала и преобразования его в стример ограничивает размер начального диффузного образования. При больших p его вообще уже трудно идентифицировать.

На рис. 3 при $t_p = 12$ мкс видно, что стримеры не только растут, но и ветвятся. Процесс ветвления также состоит из рассмотренных этапов. В областях локального усиления поля вокруг ИП каналов образуется вторичное диффузное облако. Если в нем n_e и E выше порога ИП неустойчивости, то в нем формируется один или несколько новых каналов. Каналы направлены по полю, являющемуся суммой E_0 и $E_{пл}$ уже сформированного разряда. Новые каналы могут и не иметь контакт с исходной нитью [2]. Если выполняется условие их роста, то они начинают удлиняться.

г) **Резонансная стадия.** Несмотря на сходство СВЧ стримера со стримером в постоянном поле, это все же СВЧ стример, и с приближением его длины к $\lambda/2$ начинают проявляться его резонансные свойства.

На рис. 2 при $t_p = 25$ мкс видно, что общая длина ИП нити $2L \simeq \lambda/2$. При этом в районе ее концов, где находятся пучности E_{out} , фиксируются диффузные утолщения — гантели. В резонансе начинают проявляться особенности и в пучностях тока. Например, при больших p как первоначальный резонансный вибратор (РВ), так и участки стримеров, для которых выполняются резонансные условия, начинают существенно поглощать СВЧ энергию. Это приводит к интенсивному нагреву газа в их экваториальных областях и сопровождается увеличением их яркости [16] и образованием ударных волн (УВ) [17].

На резонансной стадии развития разряда как внешняя задача определения E_{out} , так и внутренняя задача определения распределения по нити E_{in} и n_e в настоящее время до конца так и не решены. Несколько проще обстоит дело с центральными областями РВ, удаленными от его концов. В этом случае плодотворно приближение гармонического распределения амплитуды СВЧ тока вдоль вибратора [18]

$$I(x) = I_0[\cos(kx) - \cos(kL)]/[1 - \cos(kL)], \quad (10)$$

где в "электротехническом" подходе

$$I_0 \simeq E_0 h_D / |Z|. \quad (11)$$

Здесь действующая длина $h_D = \left[2 \int_0^L I(x) dx \right] / I_0 \simeq (4/\pi)L$, модуль его комплексного сопротивления $|Z| = \sqrt{(R_{изл} + R_\sigma + R_{св}) + (X_0 + X_{св})^2}$. В последнем равенстве $R_{изл} = [S \oint \Pi^* ds] / I_0^2 = (Z_0/6\pi)(kh_D)^2$, где интеграл от потока плотности переизлучаемой энергии Π^* берется по охватывающей вибратор поверхности S и характеризует мощность, излучаемую вибратором, отнесенную к его центральному сечению (в резонансе $R_{изл} = 73 \text{ Ом}$), и $Z_0 = 120\pi \text{ Ом}$,

$$R_\sigma = \left[2 \int_0^L I^2(x) R' dx \right] / I_0^2$$

характеризует потери энергии на нагрев. R' — сопротивление единицы длины.

Эксперименты [8,9] дают значение $R' \simeq 50 \text{ Ом/см}$, при $n_{ek} \simeq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ слабо зависящее от сорта газа, p и E_0 . В этом приближении в условиях рассматриваемых опытов $R_\sigma (L = \lambda/4) = R'\lambda/4 \leq 100 \text{ Ом}$.

При $L/a \gg 1$ $X_0 = -(Z_0/\pi)[\ln(L/a) - 1] \text{ctg}(kL)$ характеризует ЭМ энергию, запасенную в ближнем поле вибратора. В резонансе $X_0 = 0$; $R_{св}$ и $X_{св}$ — активное и реактивное сопротивления, учитывающие влияние других стримеров. Для первоначального РВ они равны нулю.

Формуле (11) соответствует эквивалентная схема в виде последовательного соединения импедансов, находящимся под напряжением $E_0 h_D$.

Мощность, перехватываемая вибратором, оценивается по формуле $P = (E_0 h_D)^2 / (2|Z|)$, а его эффективная площадь $S_{эф} = P/\Pi = h_D^2 Z_0 / |Z|$. Здесь учтено, что $\Pi = E_0^2 / 2Z_0$. Например, для первоначального РВ в условиях опытов, соответствующих рис. 3, $E_0 h_D = 12 \text{ эВ}$, $|Z| = R_{изл} + R_\sigma \simeq 170 \text{ Ом}$, $I_0 = 70 \text{ А}$, $P = 420 \text{ кВт}$ и $S_{эф} = 16 \text{ см}^2$, что существенно выше реальной площади его сечения $4La$.

В отличие от СВЧ разряда в диффузной форме стримерный СВЧ разряд с развитой структурой хорошо поглощает ЭМ энергию. Это его свойство как раз и связано с резонансной стадией, причем поглощение энергии идет порциями по мере того, как по движущемуся навстречу излучению фронту разряда вновь и вновь образуются резонансные стримерные участки [16]. При этом предыдущие РВ за счет $R_{св}$ и $X_{св}$,

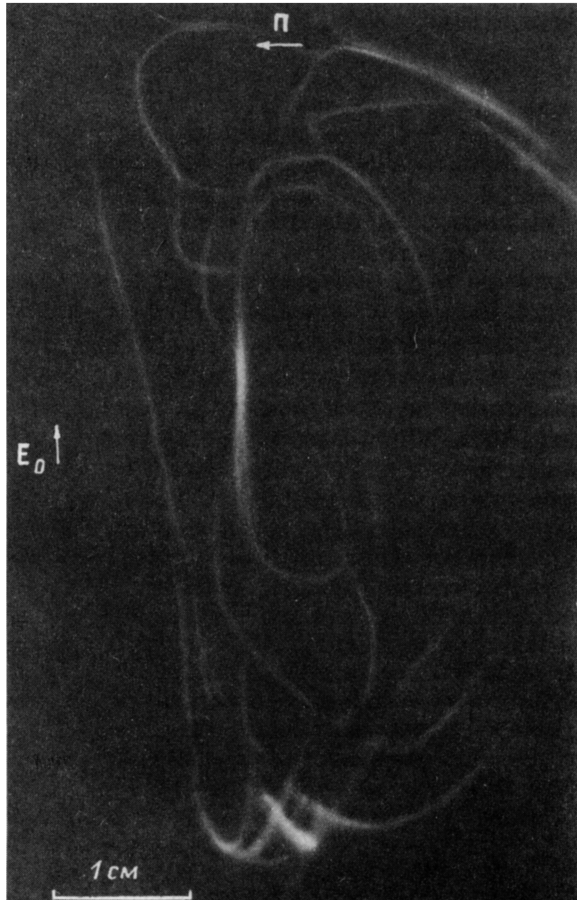


Рис. 4. СВЧ разряд в водороде при $p = 180$ Тор, $E_{00} \approx 4.5$ кВ/см и $t_p = 10$ мкс.

обусловленных вновь образующимися стримерами, выводятся из резонанса и перестают поглощать ЭМ энергию.

д) К у м л я т и в н а я с т а д и я. В условиях эксперимента уверенно пробывать воздух при $p > 120$ Тор было практически нельзя, и с этими p он проводился с H_2 , у которого E_k в четыре раза меньше. Так как структура диффузной формы чувствительна к минимальным неравномерностям E_0 , то наличие в области фокуса трубы, заполняемой H_2 , делало первые стадии разряда в нем менее наглядными. Стримерный разряд, развиваясь практически в $E_{пл}$, мало чувствителен к E_0 , и мы начнем рассматривать разряд в H_2 сразу же с этой стадии.

На рис. 4 показан разряд в H_2 при 180 Тор, $E_{00} \approx E_{00\max}$ и $t_p \approx 10$ мкс. Видно, что это — типичный стримерный разряд. Его начальный участок уже пережил резонансную стадию. Он более ярки и “толст”. Отметим, что, как указывалось, резонансная стадия сопровождается образованием УВ, поэтому по интегральной фотографии нельзя отличить диаметр исходного токового канала от результата вторичных газодинамических процессов.

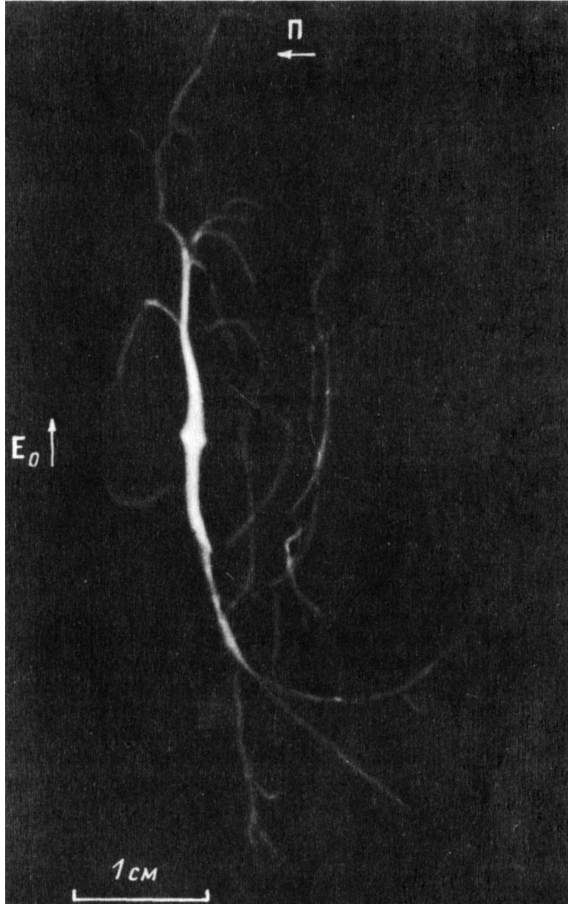


Рис. 5. СВЧ разряд в водороде при $p = 360$ Тор, $E_{00} \approx 6.5$ кВ/см и $t_p = 10$ мкс.

На рис. 5 представлен разряд в H_2 уже при 360 Тор, $E_{00} = E_{00 \max}$ и $t_p = 10$ мкс. Видно, что у него появилось новое качество. В центре первоначального РВ образовалось яркое ядро диаметром 2–3 мм. Это свойство является пороговым по p и E_0 . В условиях опытов ядро наблюдается лишь при $p \geq 250$ Тор, а при $p \approx 250$ Тор только с $E_{00} \approx E_{00 \max}$.

Аналогичное ядро имеет и разряд в воздухе при 760 Тор в режиме стоячей волны, который описан в [18]. Таким образом, при больших p это универсальная, не зависящая от сорта газа стадия. Можно предположить, что она связана с развитием СВЧ динамического пинча (ДП). ДП начинает проявляться, когда сжимающее токовый канал магнитное давление

$$p_m = \mu_0 (I_0 / 2\pi a)^2 \text{ [Н/м}^2\text{]}, \quad (12)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, начинает превышать газодинамическое p . В опытах a , оцененный по рис. 4 и 5, не превышает 10^{-2} см. Такое же a дают и измерения, выполненные в [9,19]. Расчет по (12) для $E_{00} = E_{00 \max} = 6.5$ кВ/см, $a = 10^{-2}$ см и $R' = 50$ Ом/см дает $p_m = 230$ Тор. Это значение близко к пороговому p , фиксируемому в опыте.

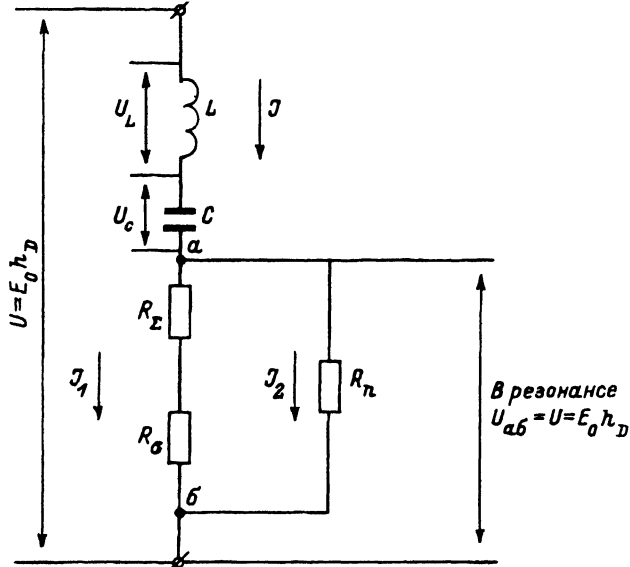


Рис. 6. Эквивалентная схема резонансного СВЧ вибратора.

Если предположить, что в эксперименте действительно реализуется СВЧ пинч, то эквивалентную схему первоначального РВ на кумулятивной стадии можно представить, например, схемой, показанной на рис. 6. На нем $R_п$ — характеризует выделение энергии в пинче, которое происходит на фронте кумулятивной УВ.

Заключение

Таким образом, в своем развитии безэлектродный СВЧ разряд независимо от сорта газа проходит ряд последовательных этапов. С ростом p их последовательность не меняется, а количество растет. Так, в опытных условиях до 50 Тор разряд проходит только диффузионная и ионизационно-перегревная стадии. При p от 50 до 250 Тор к ним добавляются стримерная и резонансная. Причем на концах стримеров по-прежнему реализуются условия диффузной и ионизационно-перегревной форм. С ростом p и E_0 диффузную и ионизационно-перегревную стадии выделять становится все сложнее из-за малости абсолютного времени их развития, но их последовательность и временные пропорции сохраняются. И наконец, при $p \geq 250$ Тор в центре первоначального резонансного стримера формируется ядро с повышенным энерговыделением.

В теоретическом плане достаточно проработаны диффузная и в линейном локальном приближении ионизационно-перегревная стадии. Требуется дальнейшего развития вопросы, связанные с ростом стримеров. Есть количественные оценки для энергетических процессов в центральной области резонансного стримера и имеются предположения о процессах, обуславливающих появление ядра. Слова "достаточно проработаны" тоже надо понимать условно, т.е. именно с точки зрения физики, но не с количественной стороны процессов. Последняя стадия в меньшей степени изучена экспериментально. Решающей здесь может оказаться попытка регистрации сходящейся УВ, предположительно ответственной за формирование ядра.

- [1] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Федотов А.Б. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 149-154.
- [2] Визарев А.Л., Горбачев А.М., Ким А.В., Колыско А.П. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 8. С. 1064-1075.
- [3] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В., Цыпленков В.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 1. С. 74-88.
- [4] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В., Цыпленков В.В. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 3. С. 411-415.
- [5] Грачев Л.П., Есаков И.И., Князев М.П., Мишин Г.И., Шарай Б.А. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 7. С. 1353-1355.
- [6] Дешнин С.А. // Вестник московского университета. Сер. Физика. Астрономия. 1985. Т. 26. № 6. С. 30-33.
- [7] Гильденбург В.Б., Ким А.В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. Вып. 1. С. 141-147.
- [8] Визарев А.Л., Гильденбург В.Б., Иванов О.А., Степанов Л.Н. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 1. С. 165-168.
- [9] Грицинин С.И., Дорофеев А., Косый И.А., Магунов А.Н. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 6. С. 1068-1072.
- [10] Визарев А.Л., Иванов О.А., Иванова Л.С., Кузнецов О.Ю., Степанов А.Н. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 40-49.
- [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] Базелян Э.М., Ражинский И.М. Искровой разряд в воздухе. Новосибирск: Наука, 1988. 164 с.
- [14] Ходатаев К.В. // Всероссийская конф. по физике плазмы. Тез. докл. Звенигород, 1993. С. 67-69.
- [15] Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. М.: Наука, 1984. 207 с.
- [16] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 22. С. 34-38.
- [17] Khodataev K.V. // Proc. of XX Intern. Conf. of Phenomena in Ionized Gases. Italy, 1991. Invited Papers.
- [18] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 2. С. 26-37.
- [19] Аветисов В.Г., Грицинин С.И., Ким А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. Вып. 6. С. 306-309.