

04,09,12

# Иницированный подкритичный стримерный сверхвысокочастотный разряд и проблема глобальной очистки атмосферы Земли от фреонов

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

Московский радиотехнический институт РАН,  
113519 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 29 января 1997 г. В окончательной редакции 9 апреля 1998 г.)

Рассматривается иницированный стримерный разряд в сверхвысокочастотном волновом пучке при уровне поля, меньшем критического, с точки зрения возможности использования этого вида разряда для глобальной очистки атмосферы Земли от разрушающих озоновый слой фреонов. Отдельные этапы развития разряда иллюстрируются соответствующими фотографиями и указываются физические факторы, определяющие его свойства на этих этапах.

## Введение

Основным антропогенным фактором, приводящим к уменьшению содержания озона  $O_3$  в атмосфере Земли и появлению озоновых "дыр", является накопление в ней фреонов [1]. Наиболее активными в этом смысле являются  $CF_2Cl_2$  и  $CFCI_3$ . Способы использования фреонов таковы, что все они рано или поздно попадают в атмосферу. Фреоны химически инертны и живут в ней многие десятилетия, постепенно накапливаясь. Поднявшись в стратосферу, они под действием жесткого ультрафиолетового (УФ) излучения Солнца разлагаются. Образующийся при этом атомарный хлор  $Cl$  является катализатором в реакциях разрушения  $O_3$ . Существенное уменьшение влияния фреонов на баланс  $O_3$  в озоносфере может быть достигнуто лишь при уменьшении их производства и очистке атмосферы от накопившихся фреонов.

В [2] предложен способ очистки с использованием сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения, которое нагревает ионосферные электроны и в конечном счете трансформирует атомы  $Cl$  в ионы  $Cl^-$ , которые уже не участвуют в каталитических реакциях с  $O_3$ .

Авторы [3] обратили внимание на то, что в ионосфере концентрация фреонов мала, и предложили использовать свободнолокализованный разряд в СВЧ волновом пучке на меньших высотах  $H$ , где она существенно выше. В разряде фреоны диссоциируют с образованием  $Cl^-$  в результате "прилипания" к ним свободных электронов. Сечение этого процесса для  $CFCI_3$  и  $CF_2Cl_2$  максимально при энергии электронов  $0 \leq \varepsilon_q \leq 1$  eV. Эта реакция практически безпороговая и роль разряда по существу заключается в генерации сравнительно "холодных" электронов с требуемой концентрацией  $n_e$ . В СВЧ разряде могут образовываться и нежелательные соединения, например окислы азота [4]. Появление их в стратосфере, где концентрация  $O_3$  максимальна, может даже ухудшить ситуацию. Учитывая это, в [3] предлагается зажигать разряд в тропосфере ( $H = 10-15$  km). С этих высот химически активные "осколки" фреонов и другие продукты разряда в итоге будут выпадать на землю с осадками и не попадать в стратосферу.

Для реализации свободнолокализованного разряда необходимо, чтобы уровень электрической компоненты электромагнитной волны (ЭМ)  $E_0$  превышал пробойный  $E_{br}$ . Это условие и определяет энергетическую цену разложения молекул фреонов  $\Delta\varepsilon$ . Оценка, проведенная в [3], дает для  $H = 15$  km  $\Delta\varepsilon = 20$  keV/mol. С уменьшением высоты "цена" лишь возрастает. В [3] оценена и мощность ЭМ излучения, способного осуществить поджиг разряда на рассматриваемых высотах. Она оказывается весьма значительной, что, как отмечают и авторы [3], ставит под сомнение реализуемость этого способа глобальной очистки атмосферы.

Однако при сравнительно высоких давлениях воздуха  $p$ , т.е. на малых высотах, СВЧ разряд является стримерным и распространяется в область ЭМ пучка с  $E_0 \ll E_{br}$  [5]. Это его свойство позволяет иницировать разряд, обеспечивая пробойные условия лишь локально [6,7,8]. В однородном поле при непрерывном режиме излучения  $E_{br}$  свободнолокализованного разряда совпадает с так называемым критическим полем  $E_{cr}$  [9], и разряд при  $E_0 < E_{cr}$  может быть назван подкритическим.

В [6] исследован разряд, иницированный металлическим шариком. В этом случае при  $p \geq 100$  Torr ( $H = 15$  km) удастся зажечь разряд при  $E_0 \cong (1/3) \cdot E_{cr}$ , т.е. обеспечить подкритичность  $\Psi = 3$ . При наличии шарика пропорциональный  $E_0^2$  поток плотности энергии ЭМ излучения  $\Pi_0$ , необходимый для поджига разряда, может быть уменьшен почти на порядок. Если использовать в качестве инициатора пробоя вибратор, то СВЧ пробой можно осуществить и при значительно меньших полях. Так, авторам [10] удалось реализовать  $\Psi = 60$ , помещая параллельно  $E_0$  резонансный вибратор.

При использовании в качестве поставщика электронов для диссоциации фреонов иницированного разряда цена  $\Delta\varepsilon$  уже не определяется неравенством  $E_0 > E_{cr}$  и может быть меньше. При этом все идеи и наработки, предложенные в [2,3], находят свое продолжение, а возможность их осуществления становится реальной. Проведение экспериментов в атмосфере на сколь угодно значительных высотах в любом случае является весьма дорогостоящим мероприятием. Это делает

актуальным лабораторное изучение рассматриваемого процесса. И прежде всего нуждается в исследовании СВЧ разряд с  $\Psi \gg 1$ .

В настоящей работе обобщаются известные сведения о таком разряде и приводятся новые экспериментальные данные, уточняющие его отдельные свойства.

## Условия эксперимента

Опыты проводились в воздухе на установке, описанной в [11]. Импульсное с прямоугольной огибающей линейно поляризованное СВЧ излучение с длиной волны  $\lambda = 8.5$  см фокусировалось в безэховой герметичной камере. В области фокуса в плоскости, перпендикулярной вектору Пойнтинга  $\Pi_0$ , поле  $E_0$  имело примерно гауссово распределение с характерным масштабом в несколько сантиметров. Вдоль  $\Pi_0$  поле было почти однородно на длине около 10 см.

Для инициации разряда в фокус ЭМ пучка на капроновой нити диаметром 0.1 мм, перпендикулярной  $E_0$ , помещался свинцовый шарик диаметром  $2a = 2.5$  мм или параллельный  $E_0$  СВЧ вибратор из медного провода со сферически закругленными концами, диаметром  $2a = 0.8$  мм и разной длины  $2L$ . Они освещались УФ излучением от специального источника, что обеспечивало наличие у поверхности инициаторов затравочных фотоэмиссионных электронов.

Длительность СВЧ импульса  $t_{\text{pul}}$  варьировались от 1 до 40  $\mu\text{s}$ . Паузы между импульсами были не менее одной минуты. В различных импульсах величину поля можно было менять. В опытах с использованием калиброванного детектора поля измерялась амплитуда огибающей СВЧ импульса. Измеренной величине ставилось в соответствие определенное значение  $E_0$  в фокусе пучка. При этом точность определения  $E_0$  в фокусе в диапазоне от 6.5 до 2 кВ/см была не хуже 10%. При меньших полях точность существенно падала из-за наличия "наводки" на детектор. В связи с этим в данной серии опытов эксперименты с вибраторами при  $E_0 < 2$  кВ/см не производились. В опытах с шариком имелась возможность выполнять дополнительные измерения поля по методике, изложенной в [12]. С ним эксперименты проводились и при меньших полях.

Разряд фотографировался. На нижеприведенных фотографиях вектор  $E_0$  вертикален, вектор  $\Pi_0$  направлен справа налево. Если под фотографией нет специальной оговорки, то она соответствует времени экспозиции  $t_{\text{ex}} > t_{\text{pul}}$ . Разрядная область зондировалась ЭМ излучением с  $\lambda = 1$  см вдоль линии, проходящей через ось основного ЭМ луча и перпендикулярной  $E_0$  и  $\Pi_0$ . Линия зондирования отстояла от фокуса на 1.5 см (ближе к излучателю). Размеры апертуры приемной и излучающей антенн были равны  $3 \times 3$  см. Измерялось затухание этого излучения при распространении через разряд, что позволяло оценить среднее значение концентрации электронов  $n_e$ .

## Предварительные замечания по физике СВЧ разряда

СВЧ разряд в стримерной форме реализуется только, если на его начальном этапе [6]

$$\nu_e \gg \omega, \quad (1)$$

где  $\nu_c$  — частота столкновений электронов с молекулами,  $\omega$  — круговая частота поля.

В СВЧ разряде при  $E \cong E_{\text{cr}}$  средняя энергия электронов  $\bar{\epsilon}_q$  лежит в диапазоне нескольких эВ [9]. При этом в оценках можно считать [13]

$$\nu_c \cong 5 \cdot 10^9 p, \text{ s}^{-1}. \quad (2)$$

В (2) и в дальнейших формулах давление  $p$  выражено в Торг и имеется в виду комнатная температура газа  $T$ . Фактически кинетические коэффициенты являются функциями концентрации молекул  $n$ . При переводе их известных зависимостей от давления  $p$  к зависимостям от концентраций  $n$  и наоборот можно воспользоваться равенством [13]

$$n = 2.7 \cdot 10^{19} \frac{p}{760} \frac{273}{T}, \text{ cm}^{-3}. \quad (3)$$

В тропосфере  $p$  меняется от 760 до 100 Торг и соотношение (1) справедливо при  $\lambda \gg 0.4$  см. В описываемых же опытных условиях при  $\lambda = 8.5$  см оно выполняется при  $p \gg 4$  Торг.

При анализе процессов в СВЧ плазме важно оценить соотношение между  $\delta\nu_c$  и  $\omega$ , где  $\delta$  — относительная доля энергии электронов, в среднем теряемая ими в акте столкновения с молекулами. В воздухе при  $E \cong E_{\text{cr}}$ ,  $\delta = 10^{-3} - 10^{-2}$  [14]. При зажигании СВЧ разряда в предполагаемом натурном эксперименте из-за габаритных ограничений  $\lambda$  ЭМ излучения вряд ли будет больше нескольких дециметров. Если это будут сантиметры, то из (2) следует, что при тропосферных  $p$  в СВЧ плазме практически всегда будет

$$\delta\nu_c \ll \omega. \quad (4)$$

В дециметровом диапазоне и в условиях описываемых опытов при  $\omega = 2.2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$  неравенство (4) выполняется при  $p$  в десятки Торг и лишь весьма условно при  $p$  в сотни Торг. Тем не менее для оценки будем считать, что в опытных условиях оно выполняется вплоть до атмосферного давления  $p$ . В этом случае, т. е. при справедливости (4), принято использовать понятие эффективного поля [13]

$$E_{\text{ef}} = E_a / \left( \sqrt{2} \sqrt{1 + (\omega/\nu_c)^2} \right), \quad (5)$$

где  $E_a$  — амплитуда СВЧ поля, и значения кинетических коэффициентов, измеренных в плазме постоянного тока, приравнивая  $E$  в этой плазме  $E_{\text{ef}}$  в СВЧ поле. С учетом

сделанного замечания, например, уравнение электронного баланса в воздушной плазме можно записать в виде [13]

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (\nu_i - \nu_a)n_e + D\nabla^2 n_e - \alpha_r n_e^2, \quad (6)$$

где  $\nu_i$  и  $\nu_a$  — частота ионизации и прилипания,  $D$  и  $\alpha_r$  — коэффициенты диффузии и рекомбинации,  $t$  — время.

Причем обычно принято считать [9], что от  $E$  зависят только  $\nu_i$ , а  $\nu_a$ ,  $D$  и  $\alpha_r$  при выбранном давлении  $p$  постоянны. В окрестности  $E_{cr}$  [15]

$$\nu_i = \nu_a \cdot (E_{ef}/E_{cr})^\beta, \quad (7)$$

где  $\beta = 5.34$ ,

$$\nu_a = 2 \cdot 10^4 p, \text{ s}^{-1}; \quad E_{cr} = 40p, \text{ V/cm}. \quad (8), (9)$$

Из (7) видно, что  $E_{cr}$  — это такое эффективное СВЧ поле, при котором  $\nu_i = \nu_a$ . В (7) под  $E_{ef}$  в общем случае надо понимать локальное значение поля, складывающееся из "невозмущенного" поля ЭМ волны  $E_0$  и индуцированных полей в нарабатывающейся плазме разряда. В СВЧ диапазоне, как правило, для нахождения  $E_{ef}$  приходится решать полную систему уравнений Максвелла с учетом эффекта "запаздывания" (ниже символом  $E$  мы будем обозначать именно эффективное значение поля, опуская индекс "ef").

В плазме параллельно процессу ионизации, описываемому в (6), происходит и диссипация ЭМ энергии. В условиях изобаричности

$$p = nT = \text{const} \quad (10)$$

нагрев воздуха можно описать уравнением

$$\frac{7}{2} n \frac{\partial T}{\partial t} = \eta \cdot \sigma \cdot E^2, \quad (11)$$

где  $\eta$  — относительная доля энергии электронов, передаваемая ими в нагрев газа за характерные времена  $t$  процесса разряда;  $\sigma(n_e)$  — проводимость плазмы.

Коэффициент  $\eta$  в (11) существенно зависит от параметра  $E/n$  [14]. Так, при  $E_{cr}/n = 1.3 \cdot 10^{-15} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$  около 40% энергии электронов, которую они набирают в ЭМ поле, первоначально передается в колебания молекул  $N_2$  и 60% затрачивается на электронное возбуждение  $N_2$  и  $O_2$ . Колебательный резервуар за характерные времена большинства этапов разряда остается практически "замороженным", а в тепло за время  $t \cong 10^{-8} \text{ s}$  релаксирует только энергия электронных возбуждений. Такое первоначальное распределение энергии является предпосылкой для существенной неравновесности СВЧ плазмы и стимулирует в ней плазмохимические процессы.

Ниже мы будем пользоваться цилиндрическими  $(z, \rho, \varphi)$  и совмещенными с ними сферическими  $(r, \theta, \varphi)$  координатами с началом в фокусе ЭМ пучка и осью  $Z$ , идущей вдоль  $E_0$ .

Свойства плазмы по отношению к ЭМ полю можно характеризовать ее комплексной диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon = 1 - i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} = 1 - i \frac{n_e}{n_{e0}}, \quad (12)$$

где  $\varepsilon_0 = 10^{-9}/(36\pi)$ ,  $F/m$ ;  $m_e$  и  $q_e$  — масса и заряд электрона, а концентрация

$$n_{e0} = \frac{\varepsilon_0 m_e}{q_e^2} \nu_c \omega, \text{ m}^{-3} \quad (13)$$

является "масштабом"  $n_e$ . При  $n_e = n_{e0}$  проводимость  $\sigma = \varepsilon_0 \omega$ . С изменением давления  $p$  от 100 до 760 Торг и  $\omega = 2.2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$  значение  $n_{e0}$  растет от  $3 \cdot 10^{12}$  до  $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  (для справки укажем, что при  $n_e = n_{e0}$  глубина скин-слоя  $\Delta = 0.35\lambda$ ).

Чтобы оценить влияние плазмы с определенной  $n_e$  на ЭМ поле, поместим в него однородный плазменный шар с радиусом  $a \ll 1/k = \lambda/(2\pi)$  и  $a < \Delta$ . В случае однородного  $E_0$  поле внутри шара  $E_{in}$  сохраняет однородность и параллельность  $E_0$  [16]. При  $n_e = n_{e0}$  его величина  $E_{in} = 0.95E_0$ . На полюсах же такого шара ( $\theta = 0$  и  $r = a$ ) внешнее поле  $E_{out} = 1.3E_0$ . Видно, что при малом падении  $E_{in}$  поле  $E_{out}$  возросло значительно. Если в поле  $E_{out}$  идет процесс ионизации, то из (7) следует, что частота ионизации  $\nu_i$  там возрастает более чем в 1.5 раз (из (7) следует, что при малом изменении  $E$  на  $\chi\%$ , частота  $\nu_i$  изменяется на  $(\beta\chi)\%$ ). Для вытянутого вдоль  $E_0$  плазменного эллипсоида отмеченное свойство проявляется еще в большей степени [16]. С ростом эксцентриситета  $E_{in} \rightarrow E_0$ , а поле на его полюсах начинает существенно превосходить  $E_0$ . Эта особенность "вытянутых" плазмOIDов в значительной степени и определяет свойства стримерного СВЧ разряда [17].

## СВЧ пробой в воздухе

При реализации подкритического разряда прежде всего возникает проблема его поджига. Разряд нужно инициировать. Для этого в опытах использовались диэлектрические и металлодиэлектрические пластины [7], лазерный факел на твердой мишени [7], "метелка" из тонких проволочек [8], кольцевой источник ионизирующего излучения [18], лазерная искра [19], металлический шарик [12] или СВЧ вибратор [10]. Большинство перечисленных методов обеспечивало зажигание разряда при  $\Psi \leq 10$ . Уникальным является использование СВЧ вибратора [10], с которым удалось пробить атмосферный воздух при  $\Psi = 60$ . Именно этот способ мы и рассмотрим ниже.

На рис. 1 приведен разряд при 760 Торг ( $E_{cr} = 30 \text{ kV/cm}$ ),  $E_0 = 3 \text{ kV/cm}$  ( $\Psi = 10$ ) и  $t_{pul} = 40 \mu\text{s}$ . Он инициирован вибратором длиной  $2L = 10 \text{ mm}$  и диаметром  $2a = 0.8 \text{ mm}$ . На рисунке вибратор расположен слева. Расстояние между его святающимися концами может служить геометрическим



**Рис. 1.** Подкритичный СВЧ разряд при  $p = 760$  Torr,  $E_0 = 3$  kV/cm и  $t_{\text{pul}} = 40$   $\mu$ s. Иницирован проводником  $2L = 10$  mm и  $2a = 0.8$  mm,  $\Psi = 9$ , расчетное  $E_{\text{out}} = 27$  kV/cm.

масштабом. При  $E_0 = 3$  kV/cm размер  $2L = 10$  mm является минимальным, обеспечивающим пробой. С этими значениями давления  $p$ , исходного поля  $E_0$  и диаметра вибратора  $2a$  при  $2L < 10$  mm разряд не поджигался.

С уменьшением  $E_0$  при сохранении  $2a$  для поджига разряда размер  $2L$  нужно увеличивать (в опытах вибраторы с  $2a < 0.8$  mm не применялись, так как форму их концов было трудно контролировать). Например, на рис. 2 представлен разряд при 760 Torr,  $E_0 = 2$  kV/cm ( $\Psi = 15$ ) и  $t_{\text{pul}} = 3$   $\mu$ s. Он инициирован вибратором с  $2L$ , уже равным 18 mm. Здесь специально приведена фотография разряда с малым  $t_{\text{pul}}$ . На ней видно, что разряд зарождается у концов вибратора, где его ближнее поле максимально [20]. Оценим условия инициации, характерные для рис. 1. В [10] поле на полюсах вибратора ( $z = \pm L$ ), параллельного вектору  $\mathbf{E}_0$ , при  $ka \ll \pi/2$  и  $kL \leq \pi$  выражается соотношением

$$E_{\text{out}} \cong E_0 \sqrt{\frac{\{1 + A[\frac{1}{kL} \cos(kL) + \sin(kL)]\}^2 + \{A[\frac{1}{kL} \sin(kL) - \cos(kL)]\}^2}{}} \quad (14)$$

Здесь коэффициент

$$A = \frac{2}{3\pi} \frac{Z_0 h_{\text{ef}}}{Z a}, \quad (15)$$

$Z_0 = 120\pi \Omega$  — волновое сопротивление свободного пространства,  $h_{\text{ef}} \cong (4/\pi) \cdot L$  — действующая длина вибратора,  $Z = \sqrt{R_{\Sigma}^2 + X_0^2}$  — модуль его комплексного

сопротивления,

$$R_{\Sigma} \cong \frac{1}{6} \frac{Z_0}{\pi} (kh_{\text{ef}})^2$$

— сопротивление излучения вибратора,

$$X_0 = -\frac{Z_0}{\pi} [\ln(L/a) - 1] \text{ctg}(k/L)$$

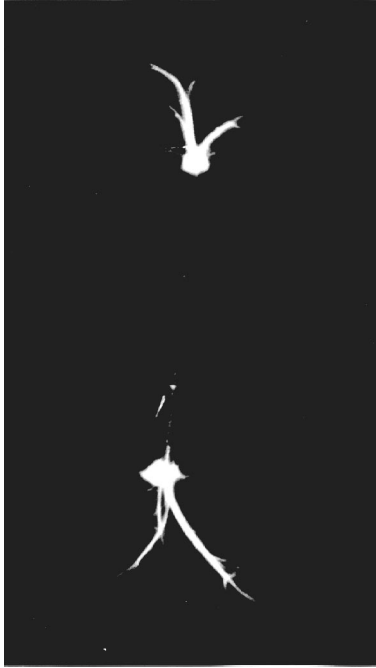
— его реактивное сопротивление при  $(L/a) \gg 1$  и

$$X_0 = -\frac{Z_0 h_{\text{ef}}}{\pi 3ka^2}$$

— его емкостное сопротивление при  $L = a$ .

Из (14) следует, что  $E_{\text{pul}}$  при фиксированном размере  $a$  растет с приближением  $2L$  к резонансному значению, равному  $\lambda/2$ . Кроме того, из (15) следует, что коэффициент  $A$ , определяющий собственно поле на вершинах вибратора, обратно пропорционален  $a$ . Однако, это не означает, что, уменьшая  $a$ , можно пробить воздух с конкретным давлением  $p$  при сколь угодно малом значении  $E_0$ . Ближнее поле вибратора  $E \gg E_0$  только в очень малых областях у его концов [20].

Для нахождения  $E_{\text{br}}$  необходимо решить (6) в пренебрежении рекомбинации, но с учетом диффузии при конкретной геометрии поля [13]. При сравнительно большой длительности  $t_{\text{pul}}$  за критерий пробоя берется условие  $\partial n_e / \partial t = 0$ , а соответствующее ему  $E_0$  принимается за  $E_{\text{br}}$ . Из (6) видно, что в однородном поле единственной причиной потерь электронов является их



**Рис. 2.** Подкритичный СВЧ разряд при  $p = 760 \text{ Torr}$ ,  $E_0 = 2 \text{ kV/cm}$  и  $t_{\text{pul}} = 3 \mu\text{s}$ . Иницирован проводником  $2L = 18 \text{ mm}$ ,  $2a = 0.8 \text{ mm}$ ,  $\Psi = 15$ , расчетное  $E_{\text{out}} = 41 \text{ kV/cm}$ .

прилипание и критерий пробоя удовлетворяется при  $\nu_i = \nu_a$ , или с учетом (7)  $E_{\text{br}} = E_{\text{cr}}$ .

В [12] задача пробоя при  $D \neq 0$  решена для шара с  $ka \ll \pi/2$ . На его полюсах  $E_{\text{out}} = 3E_0$  (это следует и из (14) при  $L = a$ ). Но при удалении от поверхности шара  $E$  быстро, приблизительно как  $1/r^3$ , спадает [16].

В [12] показано, что с точностью в 10% при наличии шара  $E_0 = E_{\text{br}} = (1/3) \cdot E_k$  при

$$a \gg 10^2 \cdot L_a, \quad (16)$$

где длина прилипания  $L_a = \sqrt{D/\nu_a}$ .

Причем сравнение теории с экспериментом показало, что в качестве  $D$  здесь надо брать коэффициент амбиполярной диффузии

$$D_a = \frac{1.4 \cdot 10^4}{p}, \text{ cm}^2/\text{s} \quad [9]. \quad (17)$$

Например, при  $760 \text{ Torr}$   $L_a = 10^{-3} \text{ cm}$  и критерий (16) принимает вид  $a \geq 0.1 \text{ cm}$ , т.е. только при этих условиях пробой происходит в приполярных областях шара, как бы в однородном утроенном поле  $E_0$ .

При несоблюдении (16) с уменьшением  $a$   $E_{\text{br}} \rightarrow E_{\text{cr}}$ . Развита в [12] теория не применима при  $a \leq 3L_a$ , эксперимент же показал, что при  $a \leq 2L_a$  с точностью до 10% поле  $E_{\text{br}} = E_{\text{cr}}$ . Пробой в этом случае происходит так, как будто шара в поле  $E_0$  вообще нет.

Задача СВЧ пробоя в присутствии вибратора с учетом диффузии к настоящему времени не решена. Ясно, что,

как и для шара, решение будет зависеть от соотношения  $a$  и  $L_a$ . Но у вибратора при  $L > a$  поле в районе концов спадает при удалении от поверхности вибратора медленнее, чем у шара [20]. Таким образом, можно ожидать, что радиус вибратора, при котором на процесс пробоя не влияет диффузия, будет меньше, чем дает критерий (16).

Например, для условий, соответствующих рис. 1, из (14) следует, что  $E_{\text{out}}/E_0 = 9$ . Таким образом, при  $E_0 = 3 \text{ kV/cm}$ ,  $E_{\text{out}} = 27 \text{ kV/cm}$ , что в пределах экспериментальной точности совпадает с  $E_{\text{cr}}$ , т.е. как и следует из эксперимента, с вибратором данного  $2a$ , но меньшего  $2L$  разряд и не должен поджигаться. Размер  $a$  же в рассматриваемом случае равен  $(40L_a)$ . Таким образом, даже при таком соотношении  $a$  и  $L_a$  все еще не надо учитывать пространственную неоднородность процесса пробоя.

И тем не менее для тонких вибраторов критерий типа (16) еще предстоит определить. В конечном счете именно от него зависит глубина подкритичности, при которой может быть пробит воздух в СВЧ поле, а значит, в какой-то мере и реальность проведения натурального эксперимента.

## Процесс развития разряда

Вернемся к рис. 1. На нем разряд имеет типично стримерную структуру. На интегральных фотографиях ( $t_{\text{ex}} > t_{\text{pul}}$ ) это — хаотичное сплетение плазменных каналов различной толщины и яркости. Их диаметр не превышает миллиметра. Характерный размер между каналами — десятые доли  $\lambda$ . Направление каналов слабокоррелировано с направлением  $E_0$ . Их взаимное положение в различных импульсах не повторяется. Процесс разряда сопровождается звуковым ударом.

В исследованном в опытах диапазоне  $1 \leq \Psi \leq 15$  важным с точки зрения рассматриваемого применения свойством стримерного СВЧ разряда является его способность отрываться от инициатора. Это позволяет надеяться реализовать в натурном опыте разряд в большом объеме, имея малое число иницируемых вибраторов. Максимальная  $\Psi$ , при которой разряд все еще отрывается от инициаторов, в настоящее время не выяснена. И это — одна из важнейших задач дальнейших лабораторных исследований наряду с задачей определения минимального  $E_{\text{br}}$  (отметим, что авторы [10] не следили за развитием разряда, в опытах фиксировался лишь факт пробоя, например, по световым вспышкам у концов вибраторов).

Опыты показали, что отрывающийся от инициатора разряд развивается по определенной схеме. Причем на каждом ее этапе генерация плазмы происходит в неодинаковых условиях, что должно быть учтено при планировании возможного натурального эксперимента. Ниже мы рассмотрим эти этапы.

Опыты проводились в основном с инициирующим шариком. При этом на начальной стадии разряд повторяет свою геометрию в различных импульсах, что упрощает его наблюдение. Напротив, при использовании сравнительно длинных инициирующих вибраторов осевая симметрия разряда практически сразу нарушается и проявляется фактор, стохастизирующий геометрию разряда.

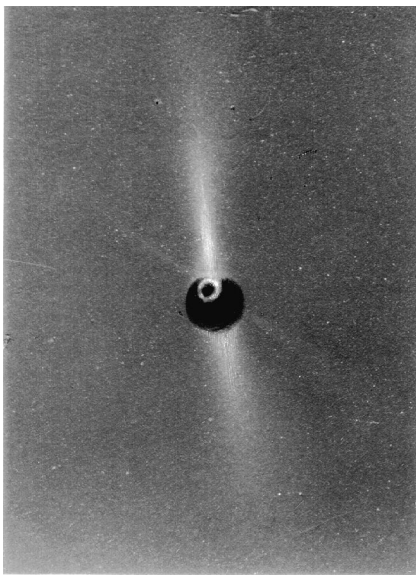
Опыты проводились и при давлениях, меньших тропосферных. Варьирование давления  $p$  позволяло проследить зарождение усложнений в структуре разряда. С ростом давления скорость многих ионизационных процессов возрастает, и в опытах некоторые из них только и можно было разрешить по времени и в пространстве при сравнительно низких давлениях.

## Диффузный этап

На рис. 3 представлен разряд при 20 Торг.  $E_0 = 0.7 \text{ kV/cm}$  ( $\Psi = 1.1$ ) и  $t_{\text{pul}} = 1 \mu\text{s}$ , т.е. в самом "начале" своего развития. Он еще раз подтверждает, что разряд зарождается в областях с  $E > E_{\text{cr}}$ . Там, в соответствии с (6) и (7) начинается лавинный рост  $n_e$ . Это ионизационно-полевой процесс, т.е. с ростом  $n_e$  происходит и перестройка поля. В результате области с  $E > E_{\text{cr}}$  начинают перемещаться вдоль  $\mathbf{E}_0$ , что в свою очередь приводит к перемещению вдоль этого вектора границы разряда. Ее скорость

$$V = 2\sqrt{D \cdot (\nu_i - \nu_a)}. \quad (18)$$

Не надо обольщаться простотой (18). В ней в соответствии с (7)  $\nu_i$  является степенной функцией  $E$ , которая зависит от кривизны плазменной границы, профиля  $n_e$  на ней и всей конфигурации проводящего канала с учетом его соотношения с  $\lambda$ .



**Рис. 3.** СВЧ разряд при  $p = 20 \text{ Торг}$ ,  $E_0 = 0.7 \text{ kV/cm}$  и  $t_{\text{pul}} = 1 \mu\text{s}$ . Инициирован шаром,  $2a = 2.5 \text{ mm}$ .

Из (11) скорость диссипативных процессов в плазме характеризуется временем ее однородного нагрева (термин "однородный нагрев" будет ясен из дальнейшего рассмотрения):

$$\frac{1}{\gamma_0} = \frac{(2\eta\sigma E^2)^2}{7n_0T_0},$$

где  $T_0$  — исходная температура газа,  $n_0$  — невозмущенная концентрация молекул в нем.

Эту величину можно сравнивать со следующим из (6) характерным временем ионизационных процессов  $1/(\nu_i - \nu_a)$ . Оценки показывают, что для разряда, представленного на рис. 3,  $(\nu_i - \nu_a) \gg \gamma_0$ , и нагревом газа можно пренебречь.

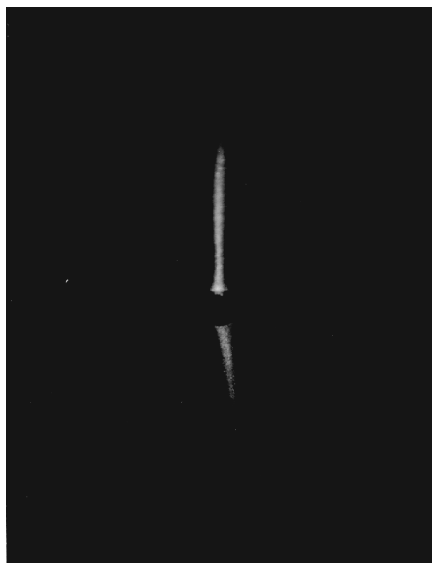
Обычно скорость движения плазменной границы, задаваемую формулой (18), называют диффузионной скоростью, а рассматриваемый этап развития разряда, когда можно пренебречь нагревом газа в плазме — диффузным. В условиях эксперимента при давлении  $p = 20 \text{ Торг}$  диффузный этап является и последним [6].

Как следует из рис. 3, по мере роста вдоль  $E_0$  плазменных "столбов" их поперечный размер увеличивается. Это совместно с электродинамическими особенностями СВЧ диапазона в конечном счете приводит к ограничению общей длины диффузного разряда вдоль оси  $Z$  размером, не превышающим  $\lambda/2$  [6]. Разряд остается как бы "привязанным" к инициатору. Очевидно, что такому разряду термин "стримерный" вряд ли подходит.

## Ионизационно-перегревный этап

В опытах структура разряда усложнялась при  $p \geq 20 \text{ Торг}$ . Начиная с этих  $p$ , в начальной диффузной области с  $E > E_{\text{cr}}$  формировался тонкий яркий канал, вытянутый вдоль вектора  $\mathbf{E}_0$  (для примера на рис. 4 приведен разряд при 30 Торг,  $E_0 = 1 \text{ kV/cm}$  ( $\Psi = 1.2$ ) и  $t_{\text{pul}} = 7 \mu\text{s}$ ). При малой  $\Psi$  характерное время развития канала  $1/\gamma$  имело масштаб единиц микросекунд. Его диаметр различен по длине. Канал как бы заострялся к концу (рис. 4). Его максимальный диаметр уменьшался с ростом  $p$ , но, как следует, например, из рис. 4, даже при 30 Торг не превышал долей миллиметра.

В настоящее время образование канала интерпретируется следующим образом. В результате случайных, флуктуационных явлений в некоторой тонкой, цилиндрической, вытянутой вдоль  $\mathbf{E}_0$  области начального диффузного плазменного образования с  $E > E_{\text{cr}}$  может упасть  $n$ . В этом случае величина  $E$  практически сохраняет свое значение, а в соответствии с (9) критическое поле  $E_{\text{cr}}$  падает, т.е. по (7) частота ионизации  $\nu_i$  растет. С ростом  $\nu_i$  в этой области более быстрыми темпами растет концентрация электронов  $n_e$ , а следовательно, и температура газа  $T$ . Последнее в условиях (10) в свою очередь приводит к дополнительному уменьшению  $n$ . Таким образом, "петля" положительной обратной связи замкнулась и в этом смысле указанное явление



**Рис. 4.** СВЧ разряд при  $p = 30 \text{ Torr}$ ,  $E_0 = 1 \text{ kV/cm}$  и  $t_{\text{pul}} = 7 \mu\text{s}$ . Иницирован шаром,  $2a = 2.5 \text{ mm}$ .

интерпретируется как ионизационно-перегревная (ИП) неустойчивость [21].

Здесь последний термин в определенном смысле условен, так как при  $E > E_{\text{cr}}$  у системы нет равновесного состояния. В реальном явлении образование канала идет на существенно нестационарном плазменном фоне. И тем не менее систему уравнений (6), (7), (10) и (11) в приближении заданного поля можно исследовать на устойчивость, используя обычный алгоритм, полагая [22]

$$\gamma \gg (\nu_i - \nu_a) \quad \text{и} \quad \gamma \gg \gamma_0. \quad (19)$$

Такой подход в линейном локальном приближении приводит к естественному результату: ранее практически не связанные процессы изменения  $n_e$ ,  $n$  и  $T$  начинают развиваться с одинаковой скоростью, имеющей инкремент

$$\gamma = \sqrt{\beta \cdot \xi^\beta \cdot \nu_a \cdot \gamma_0}, \quad (20)$$

где  $\xi = E/E_{\text{cr}}$ .

Приведенная интерпретация объясняет большинство наблюдаемых в опыте особенностей образования каналов (в дальнейшем ИП каналов). Так, флуктуационная первооснова закладывает фиксируемую в опытах повторяемость геометрии разрядов в различных импульсах при одинаковых начальных условиях.

Из (5) и (7) видно, что у ИП явления есть "порог" по  $p$ , задаваемый соотношением  $\nu_c > \omega$  (при  $\nu_c < \omega$  соотношение  $E/E_{\text{cr}}$ , существенно определяющее  $\nu_i$ , перестает зависеть от  $n$ ). Оно в условиях опыта тождественно неравенству  $p > 5 \text{ Torr}$ . В эксперименте же и фиксируется образование каналов лишь при  $p = 20 \text{ Torr}$ .

ИП канал должен образовываться сразу достаточно протяженным по  $E_0$ . В этом случае поле внутри него с ростом концентрации электронов  $n_e$  сохраняется, что,

кстати, и дает возможность использовать приближение заданного поля.

Анализ экспериментов показывает, что ИП канал развивается только на определенном начальном диффузном фоне. Формально "порог" ИП явления по  $n_e$  может быть получен, например, из первого неравенства (19). Так, для условий рис. 4 при  $\xi = 1.1$  из (19) следует пороговая степень ионизации порядка  $10^{-7}$  или  $n_e \cong 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

Условие (10) с учетом (20) дает не противоречащий опытным данным размер ИП канала  $2a \leq V_s/\gamma$ , где  $V_s$  — скорость звука в воздухе ( $a \cong 10^{-2} \text{ cm}$ ). Тем не менее достаточно полной картины ИП этапа в настоящее время нет. Некоторые модельные подходы к его нелинейной стадии рассмотрены в [23] и [24]. Они констатируют взрывной характер процесса, т.е. выход решения на особенность за конечное время. Реальный рост электронной концентрации  $n_e$ , температуры газа  $T$  и падения плотности газа в ИП канале, естественно ограничен. Основные факторы такого ограничения к настоящему времени не определены.

## Стримерный этап

Наличие ИП явления существенно меняет картину разряда. Действительно, при ионизационно-полевом перемещении вдоль  $E_0$  диффузной области с  $E > E_{\text{cr}}$  (плаз-



**Рис. 5.** СВЧ разряд при  $p = 120 \text{ Torr}$ ,  $E_0 = 2.5 \text{ kV/cm}$  и  $t_{\text{pul}} = 7 \mu\text{s}$ . Иницирован шаром,  $2a = 2.5 \text{ mm}$ .

менной головки) появляется фактор, ограничивающий рост ее поперечного размера. При наличии ИП канала кривизна границы плазменной головки, перпендикулярной полю, и  $\nabla n_e$  на ней возрастают. Это приводит к увеличению индуцированного поля на этой границе и в условиях опыта при  $p > 50$  Torr формированию СВЧ стримера, распространяющегося в область ЭМ пучка с  $E_0 \ll E_{cr}$ . На рис. 5 показан разряд при 120 Torr,  $E_0 = 2.5 \text{ kV/cm}$  ( $\Psi \cong 2$ ) и  $t_{pul} = 7 \mu\text{s}$ . Видно, что это — начальный этап стримерного разряда (ср. с рис. 1). Каждый из образующих его стримеров имеет структуру яркого канала, сужающегося к концу, окруженного диффузной "шубой".

Как уже отмечалось основное свойство стримеров — их рост. В [25] приведена эмпирическая формула для средней скорости роста СВЧ стримера

$$V_{st} = 2\sqrt{D_a \cdot \nu_a} \sqrt{0.81p} = 3 \cdot 10^4 \sqrt{p}, \text{ cm/s.} \quad (21)$$

Из нее следует, что при рассматриваемых давлениях  $p$  скорость  $V_{st}$  имеет масштаб  $10^5 - 10^6 \text{ cm/s}$ . Она не зависит от  $E_0$  и пропорциональна  $\sqrt{p}$  (ср. рис. 4 и 5, для которых одинаково  $t_{pul}$ ).

Для развитого стримерного разряда (рис. 1) можно ввести понятие фронта. Учитывая, что стримеры, составляющие разряд, растут преимущественно навстречу и поперк  $\Pi_0$ , его скорость [25]

$$V_{fr} = \frac{V_{st}}{\sqrt{3}}. \quad (22)$$

Отметим, что ионизационные условия на отдельных отрезках стримеров существенно различны. Так, на диффузных участках их головок  $E > E_{st} \cdot n_0$ . В зарождающихся там ИП каналах  $n < n_0$  при сохранении  $E$ . За головками же  $E$  падает до  $E_0$ . В то же время стримерный канал по крайней мере несколько микросекунд сохраняет высокую проводимость. В противном случае поле на головках не "чувствовало" бы структуру уже погасших каналов. Физика приводящая к затягиванию времен распада плазмы в них, в настоящее время неясна.

СВЧ стример является источником ионизирующего окружающий воздух УФ излучения [26]. При этом в ореоле  $n_e$  фотоэлектронов имеет масштаб  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , а ее спад при удалении от стримерного канала имеет характерный размер  $L_{uv} = 114/p, \text{ cm}$ .

## Резонансный этап

Хотя, при формировании стримеров существенную роль играет ИП процесс, короткий стример ( $L \ll 1/k$ ) практически не поглощает энергию ЭМ волны [23]. Однако для сравнительно длинных участков стримеров могут выполняться резонансные условия. Это сопровождается их световой вспышкой и образованием ударных волн. Анализ экспериментов [23] показывает, что практически вся падающая на стримерный разряд ЭМ энергия поглощается в этих участках.



Рис. 6. Иницированный СВЧ разряд при  $p = 330$  Torr и  $E_0 = 4.4 \text{ kV/cm}$ ;  $t_{ex} = 1.5 \mu\text{s}$ , время от начала разряда  $10 \mu\text{s}$ .

На рис. 6 приведен иницированный шариком разряд при 330 Torr ( $E_0 = 4.4 \text{ kV/cm}$  ( $\Psi = 3$ ) и  $t_{ex} = 1.5 \mu\text{s} \ll t_{pul}$ ). Момент фотографирования отстоит от начала СВЧ импульса на  $10 \mu\text{s}$ . Справа видно пять "вспыхнувших" резонансных участков средней длины 3 см, расположенных по фронту разряда. Инициатор, находящийся слева от фронта на расстоянии, примерно равном 4 см, и весь разряд между ним и фронтом в данный момент не светятся. В районе фронта видны и нерезонансные стримерные участки.

При указанной  $E_0$  мощность ЭМ пучка  $P_{em} \cong 1.2 \cdot 10^6 \text{ W}$  (геометрия пучка приведена в [13]). Каждый участок рассеивает мощность

$$P_{dis} = \frac{(E_0/\sqrt{3})^2 \cdot h_{ef}^2}{Z}. \quad (23)$$

Здесь  $\sqrt{3}$  отражает произвольность их направления относительно  $E_0$ ,  $h_{ef} = \lambda/\pi$  — действующая длина резонансного вибратора,  $Z = R_{\Sigma} + R_{\sigma}$  — его импеданс,  $R_{\Sigma} = 73 \Omega$  — его сопротивление излучения и  $R_{\sigma}$  — характеризует омические потери в канале стримера. Если  $R_{\Sigma} = R_{\sigma}$ , то из (24)  $P_{dis} = 3 \cdot 10^5 \text{ W}$ . Или пять вибраторов, которые видны на рис. 5, в пределах точности наших оценок "перехватывают" всю  $P_{em}$ . Это дополнительно подтверждает выводы работы [23]. Таким образом, по фронту разряда существует такое количество резонансных стримерных участков, которое обеспечивает полный перехват энергии ЭМ пучка.

Принятое условие  $R_{\Sigma} = R_{\sigma}$  предполагает высокую степень ионизации в канале стримера. В [18] его  $n_e$  оценивается в  $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . При 330 Torr это дает



$\sigma = 2 \cdot 10^{-2} \cdot 10^2 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$  или из соотношения

$$R_\sigma = (1/\sigma)[h_{ef}/(2a)^2] = R_\Sigma$$

диаметр высокопроводящего канала  $2a = 4-1.3 \text{ mm}$ . Из рис. 6 же следует, что опытное  $2a \cong 1 \text{ mm}$ .

С резонансными участками СВЧ стримеров связано и их свойство ветвиться. На их концах, где реализуется пучность индуцированного поля, возрастает размер области с  $E > E_{E_{cr}}$ . Эта область, естественно, заполняется диффузным разрядом, а он в свою очередь может служить фоном для образования ИП каналов, кладущих начало новым стримерам (рис. 5). Напомним, что возникающий ИП канал должен сразу иметь определенную протяженность вдоль  $E_0$ , что накладывает ограничение на минимальный размер исходного диффузного образования вдоль  $E_0$ . В росте же уже сформированного канала участвует вся его длина и диффузный "предвестник" перед концом растущего ИП канала может быть и непротяженным.

Вновь возникающий ИП канал может иметь контакт с исходным, что на интегральной фотографии выглядит как его ветвление (рис. 5), а может и не иметь [27]. В структурно развитом разряде резонансные участки могут возникать и в средней части стримеров, не примыкая к их концам, так как система стримеров — электродинамически многомода.

Оценим временные интервалы, характеризующие разряд. Квазистатические изменения в его структуре имеют геометрический масштаб не больше  $0.1 \lambda$ . Они заполняются плазмой со скоростью  $V_{st}$ , т.е. в условиях эксперимента время этих изменений  $0.1 \lambda / V_{st} \cong 10^6 \text{ s}$ . Электродинамическая ситуация меняется на порядок медленнее —  $\lambda / V_{st} \cong 10^{-5} \text{ s}$ . Энергетическая "закачка" резонансных участков происходит за несколько сотен периодов СВЧ поля, т.е. имеет масштаб  $10^{-7} \text{ s}$ . И наконец, после такой закачки в выделение энергии во взрывающейся в газодинамическом смысле плазменной нити происходит за несколько микросекунд [23].

## Распад плазмы

В подкритическом разряде активные энергетические процессы идут только по его "фронту". За ним начинается распад плазмы.

На рис. 7 приведена осциллограмма сигнала, зондирующего разряд при 120 Torr и  $t_{pul} = 40 \mu\text{s}$ : линия 1 — уровень, соответствующий отсутствию зондирующего сигнала, на кривой 2 "характерные" наводки отмечают начало и конец СВЧ импульса. Ее начальный горизонтальный участок показывает уровень сигнала при отсутствии разряда. Передний ниспадающий фронт связан с постепенным перекрытием зондирующего луча разрядом. Этот процесс длится примерно  $30 \mu\text{s}$ , что соответствует  $V_{fr} \cong 10^5 \text{ cm/s}$  (см. (21) и (22)). Наблюдающееся к моменту полного "перекрытия" максимальное затухание соответствует  $\bar{n}_e \cong 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Надо понимать

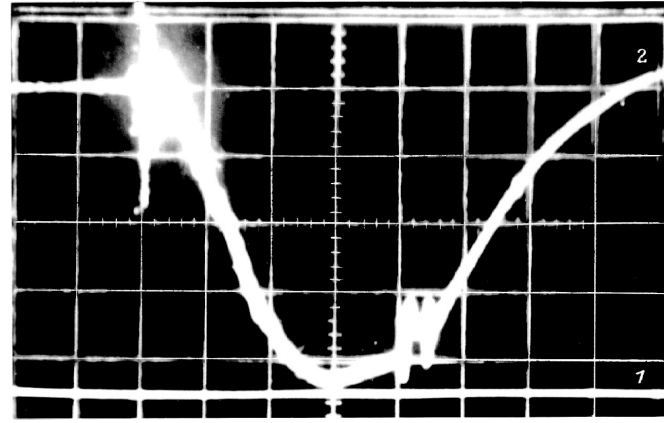


Рис. 7. Осциллограмма зондирующего СВЧ разряда излучения с  $\lambda = 1 \text{ cm}$  при  $p = 120 \text{ Torr}$ ,  $E_0 = 4 \text{ kV/cm}$  и  $t_{pul} = 40 \mu\text{s}$ .

условность этой величины, так как первоначально разряд очень неоднороден (при расчете  $\bar{n}_e$  размер разряда вдоль линии зондирования определялся по соответствующей его фотографии и использовалась модель плоского неотрежающего плазменного слоя). Последние  $10 \mu\text{s}$  СВЧ импульса затухание уменьшается. Можно предположить, что это связано с начавшимся распадом плазмы за разрядным фронтом. Масштаб этого процесса — около  $100 \mu\text{s}$ . После окончания СВЧ импульса распад ускоряется, но все равно длится десяток микросекунд. Столь большое время может быть связано или с термическим характером ионизации в стримерах [28], или с плазмохимическими процессами в плазме [29].

## Заключение

Таким образом, можно представить способ очистки атмосферы Земли от разрушающих ее озоновый слой фреонов, использующий СВЧ разряд, путем излучения в заданную область тропосферы ЭМ волны и при пространственном сканировании СВЧ лучом. С целью уменьшения энергетической цены разрушения молекул фреонов излучение следует производить при интенсивности ЭМ волны во всем луче, меньшей пороговой для пробоя воздуха, а в области очистки инициировать разряд, например, с использованием резонансных вибраторов. Возникнув на инициаторах, такой разряд распространяется навстречу излучению в виде растущих и ветвящихся стримеров. Сканируя лучом, можно управлять его фронтом и поддерживать непрерывное горение в заданном объеме [30], [31].

С точки зрения генерации электронов надо рассматривать различные участки такого подкритического разряда. Во-первых, головки стримеров. Процессы в них идут при уровне индуцированного поля, превышающем критический и значительно превышающем исходный. Во-вторых, стримерные каналы, примыкающие к головкам. Они имеют структуру тонкой плазменной нити с пони-

женной концентрацией молекул, окруженной диффузной оболочкой. Поле в каналах практически совпадает с исходным. Далее, резонансные участки стримеров. Их система, расположена по фронту разряда, диссипирует практически всю падающую на него ЭМ энергию. Далее, промежутки между стримерами, заполненные плазмой, возбуждаемой ионизирующим ультрафиолетовым излучением из них. И наконец, область за фронтом разряда, заполненная распадающейся плазмой.

В настоящее время можно оценить многие характеристики подкритичного СВЧ разряда, например среднюю скорость роста составляющих его стримеров, скорость распространения фронта разряда, количество резонансных стримеров по этому фронту и т.п. Тем не менее его исследование ни в коей мере нельзя назвать законченным. Например, неясен вопрос о максимально возможной подкритичности и диапазоне длин волн поля, в которой она реализуется, и т.д. Необходимы также прямые эксперименты по разрушению фреонов в таком разряде в зависимости от степени подкритичности и определение энергетической цены этого процесса.

## Список литературы

- [1] Смирнов В.М. Атмосфера Земли и энергетика. Новое о науке, жизни и технике. Сер. Физика. № 3. М.: Знание, 1979. 64 с.
- [2] Tsand K.T., Ho D.D.-M., Wong F.Y. et al. // Ibid. P. 142–157.
- [3] Аскарян Г.А., Батанов Г.М., Бархударов А.Э. и др. // Тр. ИОФРАН. Т. 47. М.: Наука, 1994. С. 23–26.
- [4] Аскарян Г.А., Батанов Г.М., Быков Д.Ф. и др. // Тр. ИОФРАН. Т. 47. М.: Наука, 1994. С. 9–22.
- [5] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 389–391.
- [6] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 1. С. 74–88.
- [7] Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косый И.А. и др. // Тр. ФИАН СССР. 1985. Т. 60. С. 170–203.
- [8] Бровкин В.Г., Колесниченко Ю.Ф., Хмара Д.В. // Шаровая молния в лаборатории. М.: Химия, 1994. С. 110–136.
- [9] Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милих Г.М. Искусственная ионизированная область в атмосфере. М.: ИЗМИРАН, 1985. 184 с.
- [10] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 7. С. 60–67.
- [11] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В. и др. Препринт МРТИ АН СССР. М., 1990. № 9005. 14 с.
- [12] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В. и др. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. Вып. 3. С. 411–415.
- [13] Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969. 205 с.
- [14] Райзер Ю.Л. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
- [15] Лутан Ю.А. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 11. С. 2321–2326.
- [16] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 531 с.
- [17] Гильденбург В.Б., Гуцин И.С., Двинин С.А. и др. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 4. С. 1151–1158.
- [18] Грицинин С.И., Дорофеев А.А., Косый И.А. и др. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 6. С. 1068–1072.
- [19] Бровкин В.Г., Грицинин С.И., Косый И.А. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 2. С. 153–157.
- [20] Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. М.: Энергия, 1975. 529 с.
- [21] Гильденбург В.Б., Ким А.В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 4. С. 904–909.
- [22] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 8. С. 73–82.
- [23] Ходатаев К.В. // Хим. физика. 1993. Т. 12. № 3. С. 303–315.
- [24] Ким А.В., Фрайман Г.М. // Физика плазмы. 1983. Т. 2. № 3. С. 613–617.
- [25] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 21–31.
- [26] Богатов Н.А., Голубев С.В., Зорин В.Г. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 14. С. 888–891.
- [27] Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Ким А.В. и др. // Физика плазмы. 1995. Т. 18. № 8. С. 1064–1075.
- [28] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 149–154.
- [29] Веденин П.В., Грачев Л.П., Есаков И.И. и др. // Тез. II Междунар. симпозиума по теоретической и прикладной плазмохимии (ISTAPC). Иваново: ИГХТА, 1995. С. 23.
- [30] Batskikh G.I., Khodataev K.V. // III Intern. Workshop. Nizhniy Novgorod (Russia): Institute of Applied Physics (RAS), 1996. Abstracts D-5.
- [31] Batskikh G.I., Khodataev K.V. // 2<sup>nd</sup> Practical Conf. Sustainable Development: System Analysis in Ecology. Sevastopol (Ukraine): Ukrainian Ministry of Education, 1996. P. 60.