

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P9-99-256

В.С.Барашенков, Л.П.Грачев*, И.И.Есаков*,
Б.Ф.Костенко, К.В.Ходатаев*, М.З.Юрьев

ПРОБОЙ ВОЗДУХА В НАРАСТАЮЩЕМ СВЧ-ПОЛЕ

Направлено в «Журнал технической физики»

*Московский радиотехнический институт

Исследован пробой воздуха в условиях высокого давления в поле стоячей волны открытого двухзеркального резонатора, возбуждаемого одиночными СВЧ-импульсами. Пробой происходил на временном фронте закачки электромагнитной энергии в резонатор. При этом, несмотря на достаточно значительный статистический разброс, пороговое пробойное поле в среднем существенно превосходило критическое значение. Показано, что это превышение обусловлено в основном конечностью времени формирования разрядного плазмоида из затравочного центра, порождаемого естественным радиационным фоном.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1999

Перевод авторов

Barashenkov V.S. et al.
Breakdown of Air in Growing SHE Field

P9-99-256

A breakdown of high pressure air induced by a standing wave in an open two-mirror resonator excited by isolated SHF pulses has been investigated. The breakdown develops within the duration of the leading edge of the incoming electromagnetic wave. The field strength corresponding to the breakdown threshold is found to be several times higher than the critical one, though being in a wide range of statistical errors. We argue that this excess is mainly due to a finite formation time of a discharge plasmoid initiated by a prime central kern appearing as a result of the external radiation.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Введение

Безэлектродные, свободно локализованные неинициированные СВЧ-разряды в газах высокого давления под действием квазиоптических электромагнитных (ЭМ) пучков обладают весьма уникальными свойствами. [1, 2]. Реализуясь в виде резонансных плазменных СВЧ-стримерных вибраторов, они имеют сечение поглощения ЭМ-энергии, на порядки превышающее их геометрическое сечение. При этом поглощенная стримером энергия может кумулироваться им в очень небольшом центральном участке. Эти особенности подсказывают пути практического применения таких разрядов, например для создания мощных, практически точечных источников жесткого ультрафиолетового и рентгеновского излучений, для инъекции плазмы в различного типа ловушки, для работ по изучению природы шаровой молнии и т. д.

Вместе с тем свободно локализованные СВЧ-разряды в газах высокого давления изучены ещё весьма слабо, что обусловлено в основном тем, что для этого требуются очень мощные ЭМ-поля. Например, для пробоя атмосферного воздуха при длине ЭМ-волны $\lambda = 10$ см необходим поток энергии через сечение, перпендикулярное направлению ЭМ-пучка, не менее нескольких сотен мегаватт. Такие потоки ЭМ-энергии можно создать, например, с помощью квазиоптического резонатора [3].

Одна из первых задач при исследовании безэлектродного СВЧ-пробоя, необходимая для выполнения многих предварительных оценок, — определение зависимости величины пробойного поля от давления газа. В работе [4] приведены результаты исследования пробоя в воздухе, создаваемого путем постепенного увеличения импульсной

мощности генератора, запитывающего квазиоптический резонатор, до минимального обеспечивающего пробой уровня. В соответствии с этим уровнем затем рассчитывалось пороговое поле пробоя E_{br} . Полученная таким способом зависимость $E_{br}(p)$ согласовалась с предсказываемой теоретически. Однако на практике бывают и другие условия возбуждения СВЧ-резонаторов, в частности, когда пробой в квазиоптическом СВЧ-резонаторе происходит при неизменной импульсной мощности генератора [4]. Целью настоящей работы является установление эмпирической зависимости $E_{br}(p)$ для таких условий пробоя, а также ее теоретическое объяснение. Как будет показано ниже, пробивное поле оказывается при этом значительно (в несколько раз) большим значений, полученных в работе [4].

Экспериментальная установка

Принципиальная схема установки приведена на рис.1. Входящий в нее открытый резонатор образован двумя соосными круглыми сферически-вогнутыми зеркалами с радиусом кривизны 35 см, диаметром 55 см и расстоянием между ними вдоль оси z , равным 50,4 см. В центре резонатора симметрично и перпендикулярно z располагалась герметичная радиопрозрачная кювета — полый кварцевый цилиндр с внутренним диаметром $2H = 8$ см. Давление воздуха в кювете можно было изменять в пределах от 3 до 760 Торр и измерять с точностью $\pm 1,5$ Торр. Остальной объем резонатора был заполнен воздухом при атмосферном давлении.

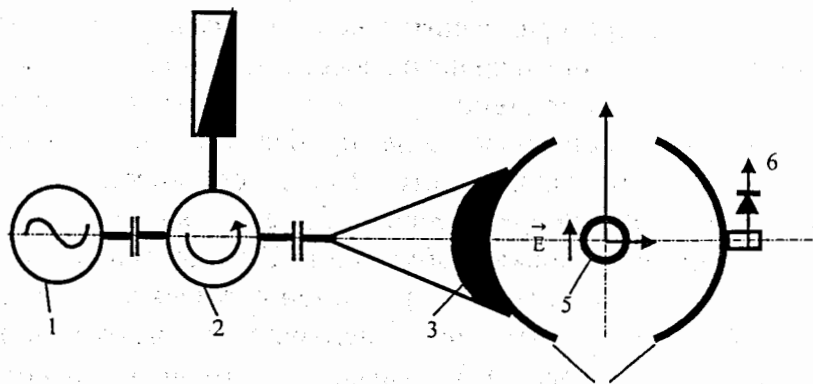


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – магнетрон, 2 – циркулятор, 3 – устройство «связи», 4 – резонатор, 5 – кювета, 6 – к осциллографу

Резонатор запитывался от СВЧ-генератора, обеспечивающего в одиночных импульсах с прямоугольной огибающей длительностью $\tau_{\text{pul}} = 40$ мкс выходную мощность в несколько мегаватт при циклической частоте ЭМ-поля $\omega \cong 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, с коэффициентом связи по мощности порядка 10^{-3} и временем между последовательными импульсами, большим нескольких секунд.

В ходе экспериментов сигнал из резонатора через линейный амплитудный детектор поступал на вход осциллографа, что позволяло контролировать временную зависимость поля E_0 , а при соответствующей калибровке - и его величину.

Результаты экспериментов

После того, как в кювете устанавливалось определенное давление p (начиная с малых значений), на вход резонатора

подавался СВЧ-импульс. Измерения показали, что вдоль оси резонатора поле имеет форму стоячей линейно-поляризованной сфокусированной ТЕМ-волны с максимумом в центре кюветы и вектором электрической компоненты E_0 , перпендикулярным ее оси. В области фокуса амплитуда распределяется вдоль продольной оси z по закону

$$E = E_0 \cos(\pi z / 2\Lambda), \quad \Lambda = 4,7 \text{ см}, \quad (1)$$

а в радиальных направлениях – как

$$E = E_0 e^{-(r/F)^2}, \quad (2)$$

где $F = 6$ см.

С включением СВЧ-импульса поле во всем объеме резонатора, сохраняя свою пространственную структуру, начинает возрастать, изменяясь в фокусе с течением времени t по закону

$$E_0 = E_m (1 - e^{-t/\tau}) \quad (3)$$

с постоянной $\tau = 5$ мкс. (Величина E_m будет определена ниже.)

При некотором значении $E_0 = E_{br}$ происходил пробой воздуха в кювете. При этом закачка энергии в резонатор прекращалась и поле в нем резко спадало с характерным временем, меньшим микросекунды. В опытах при низких давлениях момент пробоя всегда приходился на передний фронт контрольного импульса, наблюдаемого на экране осциллографа. По мере увеличения давления амплитуда сигнала, при которой происходит срыв процесса закачки резонатора, возрастала. Было установлено, что при постоянной запитывающей резонатор импульсной мощности воздух в кювете пробивался только до давления $p_{\text{max}} = 760$ Торр. При этом обусловленное пробоем резкое

уменьшение величины поля в резонаторе соответствовало вершине импульса контрольного сигнала.

Понятно, что при $p = p_{\max}$ условия нашего эксперимента были идентичны условиям опытов, описанных в работе [4]. Расчет, аналогичный приведенному в этой работе, дал для $p = 760$ Торр амплитуду поля в фокусе $E_m = 32$ кВ/см. Эти значения p и E были использованы для привязки абсолютных характеристик сигнала на экране осциллографа к амплитуде электрического поля в резонаторе.

Величина E_{br} , соответствующая нескольким, следующим друг за другом импульсам, имеет статистический разброс, поэтому для каждого значения p

производилось несколько ее измерений. В точке $p = p_{\max}$ поле E_{br} не изменялось, а статистический разброс соответствовал моменту пробоя, фиксируемому по вершине контрольного импульса.

Если давление воздуха в кювете было велико и поле E_m не было способно вызвать пробой, то, достигнув своего максимального значения, поле в резонаторе оставалось постоянным до окончания СВЧ-импульса, а затем экспоненциально спадало с той же самой временной постоянной τ . Результаты измерений зависимости $E_{br}(p)$ вместе с аппроксимирующей их кривой приведены на рис. 2.

Визуальные наблюдения разряда, производимые через торец кюветы, показали, что разряд, как правило, располагался вблизи её оси и имел радиальный азимутально-симметричный статистический разброс в пределах $1 \div 2$ см.

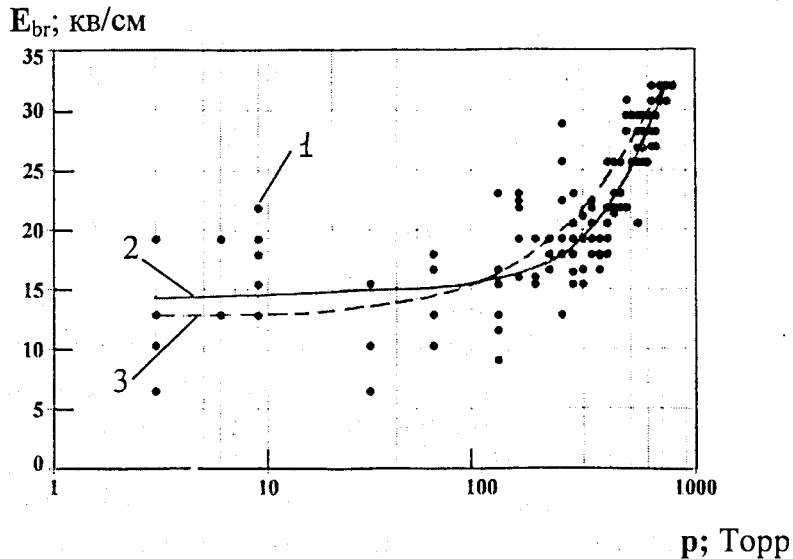


Рис.2. Зависимость пробойного поля от давления: 1 — экспериментальные точки, 2 — экспериментальная аппроксимация, 3 — расчет

Обсуждение результатов

Обычно в качестве критерия СВЧ-пробоя в пространственно ограниченном импульсном поле принимается неравенство [5]

$$v_i \geq v_a + v_d + \gamma, \quad (4)$$

где v_i , v_a и v_d — соответственно частоты ионизации, прилипания и диффузии зарядов из области пробойного поля, а γ — критическое значение временной постоянной электронной лавины.

В СВЧ-разрядах частоту v_a можно оценить по формуле [6]:

$$v_a = 2 \cdot 10^4 p; \quad c^{-1} \quad (5)$$

(здесь и во всех приводимых ниже формулах величина ν выражена в Торр).

Частота диффузии ν_d зависит как от геометрии и размеров области пробоя, так и от условий на ее границах, и известна лишь для некоторых частных случаев [5, 7]. В работе [7] получены формулы для расчета ν_d в однородном поле для случаев одномерного слоя, а также цилиндрической и сферической пространственных областей с граничными поверхностями, на которых происходит нейтрализация заряженных частиц (так что их концентрация вблизи поверхности равна нулю). В одномерном слое с толщиной L

$$\nu_d = \pi^2 \cdot \frac{D}{L^2}; c^{-1}, \quad (6)$$

а в цилиндре с радиусом L

$$\nu_d = 2,42 \frac{D}{L^2}, \quad (7)$$

где в соответствии с работой [8] коэффициент диффузии электронов

$$D = \frac{1,6 \cdot 10^6}{p}; \frac{cm^2}{c}. \quad (8)$$

Выражение для частоты ионизации молекул воздуха электронным ударом в области критического пробойного поля (этот термин будет разъяснен ниже) может быть записано в виде

$$\nu_i = \nu_a \cdot \left(\frac{E_0}{E_k} \right)^\beta; c^{-1} \quad (9)$$

с постоянной $\beta = 5,34$ [6]. При этом амплитуда критического пробойного поля

$$E_k = 30p \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\nu_c} \right)^2}; \frac{B}{cm}, \quad (10)$$

где частота столкновений электронов с молекулами газа

$$\nu_c = 4 \cdot 10^9 p; c^{-1}, \quad (11)$$

а E_0 – амплитуда приложенного электрического поля [6, 7].

Формула (10) справедлива при условии

$$\nu_c \cdot \delta \leq \frac{\omega}{\pi},$$

где $\delta = 2,1 \cdot 10^{-3}$ – доля энергии электронов, в среднем теряемая ими при столкновении с молекулами газа [9], ω – циклическая частота ЭМ-поля. В нашем случае оно выполняется при $p \leq 800$ Торр, т.е. во всем используемом нами интервале давлений.

Соотношение (10) обычно применяется для того, чтобы характеризовать СВЧ-разряд как происходящий при низком, среднем или высоком давлении [10]. Так, высокие давления подразумевают выполнение условия $\nu_c > \omega$ ($E_k \cong 42p$; В/см, а низкие- $\nu_c < \omega$ ($E_k \cong 10^{-8}\omega$; В/см. В наших экспериментах

$v_c = \omega$ уже при $p = 5$ Торр, и, следовательно, мы имеем здесь дело с СВЧ-пробоем при высоком и среднем давлениях.

Наконец, последняя величина в соотношении (4) - постоянная лавины:

$$\gamma = \frac{\ln(N_m / N_0)}{\tau_{pul} p}; \quad \text{с}^{-1} \quad (12)$$

(см. [5]), должна обеспечивать за время прохождения τ_{pul} ЭМ-импульса с постоянной амплитудой рост концентрации (или числа) электронов от малого исходного значения N_0 до величины N_m , фиксируемой в эксперименте. В случаях, когда пробой регистрируется визуально, по свечению разряда, величину $\ln(N_m/N_0)$ принято считать равной $20 \div 30$ [11].

С учетом соотношения (9) критерий (4) дает для порогового пробойного поля значение

$$E_{br} = E_k \left(1 + \frac{v_d}{v_a} + \frac{\gamma}{v_a} \right)^{(1/\beta)}, \quad (13)$$

откуда следует, что поле E_{br} минимально, если оно однородно, непрерывно и величины v_d , $\gamma = 0$. Такое поле называют критическим. При $E_0 = E_k$ частота ионизации компенсирует лишь потери электронов на прилипание (см. (9)).

Оценим, какие значения следует полагать в формуле (13) для отношений v_d/v_a и γ/v_a . Как уже отмечалось выше, принимая во внимание, что условия нашего эксперимента соответствуют СВЧ-разряду при достаточно высоких

давлениях, когда можно использовать некоторые упрощающие приближения.

В наших опытах снижение величины поля на несколько процентов происходит при смещении от точки фокуса вдоль оси z на расстояние $z_0 \cong 0,45$ см, а по радиальному направлению - на расстояние $r_0 \cong 0,67$ см. Для оценки диффузионной частоты v_d (по максимуму) допустим, что пробой происходит именно в этой цилиндрической области высотой $2z_0$, радиусом r_0 и что поле тут однородно. Понятно, что эффектами выхода электронов из таким образом определенной области пробоя можно пренебречь, если диффузионная длина прилипания электронов

$$l_a = \sqrt{\frac{D}{v_a}} = \frac{9}{p}; \text{см} \quad (14)$$

удовлетворяет условию

$$l_a \ll 2z_0, r_0. \quad (15)$$

В наших опытах неравенство (15) выполняется, если $p \geq 100$ Торр, и соотношения (6), (7) дают тогда значение $v_d/v_a \leq 1,3 \cdot 10^3/p^2 = 0,13$.

Таким образом, в условиях наших экспериментов, по крайней мере при $p \geq 100$ Торр, влияние диффузионного ухода электронов из области однородности поля на величину E_{br} пренебрежимо мало. Вместе с тем из рис. 2 следует, что, например, при $p = 100$ Торр среднее экспериментальное значение $E_{br} \cong 14$ кВ/см, т.е. в 3,3 раза больше $E_k = 42p = 4,2$ кВ/см. Следовательно, наблюдаемое превышение пробойного поля над критическим нельзя объяснить влиянием неоднородности ЭМ-поля на процесс разряда.

Следует подчеркнуть, что присутствие в критерии (4) постоянной γ связано с некоторой неопределенностью. В литературе термином «пробой» называется явление, происходящее практически мгновенно, с нулевой длительностью [7]. По существу, этот термин отмечает лишь то, что действующее на газ поле превосходит некоторое пороговое значение. Сам же процесс, стартующий в газовой среде и имеющий определенную длительность, принято называть газовым разрядом. Неопределенность терминов «пробой» и «разряд» устраняется лишь постановкой конкретного эксперимента - тем, что, собственно, в нем измеряется. Процесс разряда сопровождаются сложные явления: газ начинает светиться, становится проводящим, образуется плазма, искажающая исходное поле, и т. д. Измерения величины пробойного поля E_{br} , использующие различные особенности разряда, могут приводить к различным количественным результатам.

Рассмотрим с этой точки зрения особенности нашего эксперимента, используя для этого рис. 3, где показана зависимость от времени (начиная с момента поступления СВЧ-импульса) ЭМ-поля в фокусе резонатора $E_0 = E_0(t)$.

В интервале $0 \leq t < t_k$ поле $E_0(t) < E_k$ и размножение появляющихся вблизи фокуса электронов компенсируется их прилипанием к молекулам газа. Условия, обеспечивающие их размножение, реализуются лишь при $t \geq t_k$. (К точке с координатами (t_k, E_k) на рис. 3 привязано начало новой системы координат - $E_0(t')$.) Вместе с тем при $t > t_k$ в течение некоторого времени образующаяся разрядная плазма все еще не влияет на процесс накачки ЭМ-энергии в резонатор, и поле в нем продолжает возрастать. К моменту $t' = t^*$ вследствие развития разряда формируется резонансный СВЧ-вibrator, начинающий интенсивно поглощать накопленную в резонаторе ЭМ-энергию [3]. В результате происходит рассогласование системы генератор -

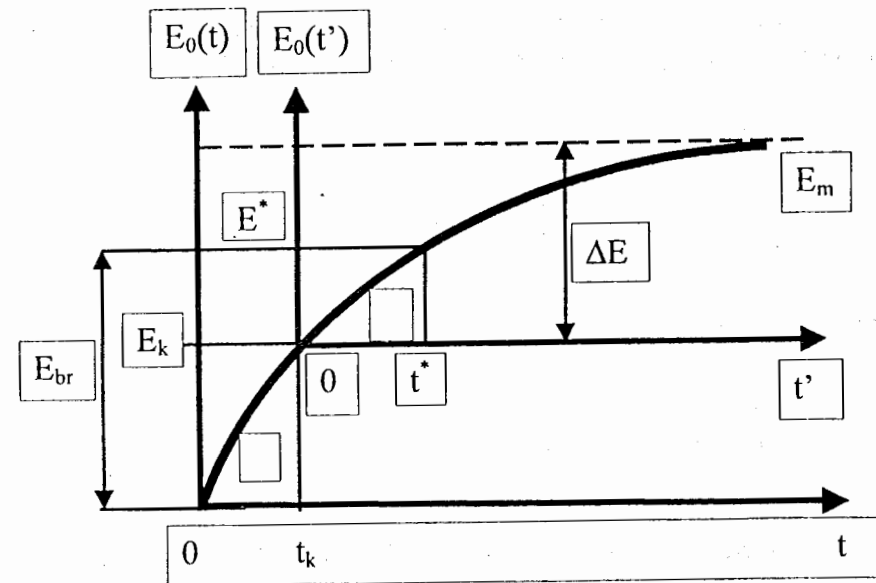


Рис.3. Зависимость от времени поля в фокусе резонатора 1 – размножение электронов подавляется прилипанием, 2 – участок развития разряда от единичного электрона до сформированного плазменного вибратора

резонатор и поле в последнем резко падает. В нашем эксперименте фактически и измеряется величина, пропорциональная сумме $E_k + E^*$, которой придается смысл граничного пробойного поля

$$E_{br} = E_k + E^* \quad (16)$$

Подтвердим приведенные соображения количественными оценками. Прежде всего заметим, что уравнение электронного баланса в заданном ЭМ-поле имеет вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = (v_i - v_a) N,$$

откуда следует

$$\ln \frac{N_m}{N_0} = \int_0^{t^*} [v_i(t') - v_a] dt' \quad (17)$$

Принимая во внимание соотношение (9) и то, что $E_0(t) = E_k + E_0(t')$, выражение для эффективной частоты ионизации в окрестности $E_0 \cong E_k$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} v_i - v_a &= v_a \cdot \left[\left(\frac{E_0(t)}{E_k} \right)^\beta - 1 \right] \cong v_a \cdot \beta \cdot \left[\frac{E_0(t)}{E_k} - 1 \right] = \\ &= v_a \cdot \beta \cdot \frac{E_0(t')}{E_k}. \end{aligned}$$

При $t' \geq 0$ поле

$$E_0(t') = \Delta E \cdot \left(1 - e^{-t'/\tau} \right),$$

где

$$\Delta E = E_m - E_k. \quad (18)$$

Следовательно,

$$v_i - v_a \cong v_a \cdot \beta \cdot \frac{\Delta E}{E_k} \left(1 - e^{-t'/\tau} \right).$$

Подставив это выражение в формулу (17) и интегрируя, получим уравнение для вычисления времени t^* :

$$A + 1 - e^{-t^*/\tau} = \frac{t^*}{\tau}, \quad (19)$$

где

$$A = \frac{E_k \cdot \ln \frac{N_m}{N_0}}{\tau \cdot v_a \cdot \beta \cdot \Delta E}. \quad (20)$$

Поскольку в нашем случае

$$\frac{t^*}{\tau} < 1, \quad (21)$$

то формула (19) существенно упрощается:

$$\frac{t^*}{\tau} = \sqrt{2 \cdot A}. \quad (22)$$

Найденное отсюда или из уравнения (19) отношение времен t^*/τ позволяет определить поле

$$E^* = \Delta E \cdot \left(1 - e^{-t^*/\tau} \right) \quad (23)$$

и пробойное поле E_{br} (см. (16)).

Что касается входящей в эти выражения величины $\ln(N_m/N_0)$, то для нашего случая ее можно вычислить с помощью приведенной на рис. 2 экспериментальной кривой $E_{br}(p)$, выбрав какую-либо точку на ней в качестве опорной. Например, при $p = 100$ Торр расчет дает $\ln(N_m/N_0) \cong 25$. На рис. 2 пунктиром показана зависимость $E_{br}(p)$, рассчитанная с таким неизменным для всех p значением $\ln(N_m/N_0)$. Как видно, она практически не отличается от экспериментальной.

Важно подчеркнуть, что приведенная здесь величина $\ln(N_m/N_0)$ имеет физический смысл, отличный от того, который придавался этой величине выше при вычислении параметра γ . Действительно, в наших опытах пробой регистрируется на экране осциллографа как момент прерывания закачки СВЧ-энергии в резонатор. При этом исключается неопределенность, связанная с регистрацией малых плазмоидов, поэтому в данном случае N_m - это эффективное количество электронов в момент разрыва связи резонатора с источником СВЧ.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Хорошо известно (см., например, работу [10]), что стартовой причиной

возникновения лавинообразной волны ионизации, приводящей к быстрому нарастанию электрического поля на концах разрядной нити, является появление начального плазменного ядра с размером r , большим дебаевского радиуса r_D . В начальной стадии развития плазмоида, когда его влияние на внешнее электрическое поле еще мало, увеличение размеров плазмоида описывается уравнением диффузии, поэтому

$$r(t) \approx \sqrt{D(t)t},$$

где D - коэффициент диффузии электронов (сначала свободной, затем - амбиполярной). Дальнейший рост размеров СВЧ-стримера происходит с экспоненциально возрастающей скоростью [12] с длительностью, не превышающей $\tau_{break} \cong 0,1$ мкс [4]. Отсюда, можно ожидать, что в течение всего процесса, вплоть до окончания закачки СВЧ-энергии в резонатор, именно диффузионная стадия вносит наиболее существенный вклад в продолжительность развития плазмоида. Согласно оценкам [4] общая продолжительность диффузионной стадии развития плазмоида τ_D приблизительно равна 0,6 мкс. В то же время наблюдаемая нами зависимость $E_{br}(p)$ хорошо описывается, если предположить, что характерное время запаздывания начала пробоя τ_{ret} после достижения критического значения поля составляет 2,5 мкс:

$$E_{br} = E_m (1 - \exp[-(t_k + \tau_{ret})/\tau]), \quad (25)$$

где

$$t_k = -\tau \ln(1 - E_k/E_m) \quad (26)$$

время формирования критического поля E_k , найденное с помощью (3), а E_k определяется формулой (10). Означает ли это, что ранее опубликованные [4] априорные оценки

длительности диффузионной стадии развития плазмоида занижены на $\Delta\tau = \tau_{\text{ret}} - \tau_{\text{break}} - \tau_D = 1,8$ мкс? С нашей точки зрения, нет. Большие флуктуации величины пробойного поля E_{br} , наблюдавшиеся на эксперименте (см. рис. 2), вряд ли могут быть объяснены простым сдвигом начала времени пробоя на некоторое фиксированное значение величины τ_D . Поэтому обратимся к рассмотрению еще одного, не учтенного пока фактора, вносящего свой вклад в задержку процесса развития плазмоида.

До этого мы полагали, что в момент $t = t_k$ вблизи фокуса присутствует хотя бы один свободный электрон $N_0 = 1$. Это подтверждается и экспериментами [3]. Однако вопрос их происхождения весьма непрост.

Число электронов, рождающихся в воздухе вблизи земной поверхности при фоновом уровне радиации

$$n_q = n_q = (1,3 \div 4) \cdot 10^{-2} p; \quad (\text{см}^3 \text{с})^{-1}. \quad (27)$$

В частности, при 760 Торр $n_q = (10 \div 30) / (\text{см}^3 \cdot \text{с})$ [11]. При комнатной температуре в результате процесса трехтельного прилипания, частота которого

$$v_{a1} = (10 \cdot p)^2 \cdot \frac{1}{c}, \quad (28)$$

они быстро прилипают к молекулам кислорода. Например, при 760 Торр время прилипания $1/v_{a1} = 1,7 \cdot 10^{-8}$ с. Если учесть, что в наших экспериментах $E_0 \geq E_k$ в объеме $V = \pi r_0^2 \cdot 2z_0 \cong 1 \text{ см}^3$, то средний интервал времени между появлением в нем следующих друг за другом электронов $t_q = 1/(n_q \cdot V) = 3,3 \cdot 10^{-2}$ с.

Более точный расчет пространственных флуктуаций плазмоида должен учитывать также и процессы отлипания

электронов от отрицательных ионов кислорода с учетом влияния СВЧ-поля критического уровня. Исходная концентрация отрицательных ионов кислорода в воздухе

$$n_- = \sqrt{\frac{n_q}{\alpha_r}}; \text{см}^{-3}, \quad (29)$$

где

$$\alpha_r = 2 \cdot 10^{-6}; \text{см}^3 \text{с}^{-1} \quad (30)$$

их коэффициент рекомбинации. В частности, при $p = 760$ Торр концентрация ионов составляет $4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$.

Процесс отлипания электронов описывается уравнением [9]

$$\frac{dn}{dt} = kNn_-, \quad (31)$$

где $k = 10^{-18} \text{ см}^3/\text{с}$, а $N = 3,3 \cdot 10^{16} p$ - число молекул в 1 см^3 . Характерный объем области, содержащей в течение времени нарастания импульса накачки по крайней мере один электрон, определяется выражением

$$V = (kNn_- \Delta\tau)^{-1}. \quad (32)$$

Соответственно, размеры области флуктуации положения разряда,

$$\Delta r = (kNn_- \Delta\tau)^{-1/3}, \quad (33)$$

имеют порядок 1 см, что соответствует наблюдаемым значениям.

Заклучение

Изучение особенностей безэлектродного пробоя воздуха в области высокого и среднего давления в СВЧ-ЭМ-поле квазиоптического двухзеркального резонатора показало, что в определенных условиях пороговое поле пробоя может существенно превышать критическое поле пробоя.

Это явление можно объяснить возрастающим, резко нестационарным характером ЭМ-поля в процессе пробоя. Величина превышения тем значительнее, чем больше амплитуда действующего на газовую среду поля и чем быстрее происходит нарастание поля dE/dt . Если действующее на газ поле существенно превосходит критическое, то обнаруженное явление становится не зависящим от величины давления. Оно является определяющим в области высоких давлений, когда влияние диффузионных эффектов на величину пробойного поля пренебрежимо мало.

Эксперимент показал, что в случае развития разряда на фронте закачки ЭМ-энергии в резонатор заключительный этап этого процесса, связанный с интенсивным поглощением разрядной плазмой накопленной в резонаторе энергии, происходит в существенно надкритическом поле. Это обстоятельство важно при анализе путей практического применения такого вида разряда, поскольку в этом случае скорость формирующих его электродинамические свойства ионизационных процессов значительно превосходит скорость тепловых процессов в газе разрядного канала.

Использованная нами методика измерений величины пробойного поля и ее статистических характеристик может служить инструментом дальнейших исследований особенностей физических явлений, происходящих при газовых разрядах, например процессов рождения свободных электронов в газах под действием СВЧ-полей критического уровня. С помощью нашей методики можно измерять времена формирования резонансных свойств стримерного СВЧ-разряда и т. д.

Литература

1. Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев – «Стадии развития безэлектродного СВЧ-разряда». ЖТФ, 1996, т.66, вып.7, с.32.
2. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Голубев С.В., Еремин Б.Г., Иванов О.А., Литвак А.Г., Степанов А.Н., Юнаковский А.Д. – «Нелинейная динамика свободно локализованного СВЧ-разряда в пучке электромагнитных волн». ЖЭТФ, 1988. т.94. вып.4. с.136 - 145.
3. Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В. – «Разряд в воздухе в квазиоптическом СВЧ-резонаторе». ЖТФ, 1994, т.64, вып.2, с.26-37.
4. Вихарев А.Л., Еремин Б.Г. – «СВЧ-разряд в квазиоптическом резонаторе». ЖЭТФ, 1975, т.68. вып.2. с.452-455.
5. Гильденбург В.Б., Семенов В.Е. – «К теории СВЧ-пробоя газов в неоднородных полях». Физика плазмы, 1988, т.14, вып.4, с.494 - 497.
6. Лупан Ю.А. – «Об одной возможности уточнения результатов элементарной теории СВЧ-разряда в воздухе». ЖТФ, 1976, т.46, вып.11, с.2321-2326.
7. Мак-Доналд А. – «Сверхвысокочастотный пробой в газах». М, «Мир», 1969.
8. Гуревич А.В. – «Ионизация нижней ионосферы под действием мощных радиоимпульсов». Геомагнетизм и аэронавигация, 1979, т.19, вып.4, с.633-640.
9. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. – «Искровой разряд». М., МФТИ, 1997.
10. Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косый И.А., Магунов Н.Н., Силаков В.П., Тарасова Н.М. – «СВЧ – разряды высокого давления». Труды ФИАН, 1985, т.160, с.174-203.

11. Райзер Ю.П. –«Основы современной физики газоразрядных процессов» М., Наука, 1980.
 12. Гильденбург В.Б., Гущин И.С., Двинин С.А., Ким А.В. – ЖЭТФ, т.97, вып.4, 1990, с.1151.
-

Рукопись поступила в издательский отдел
22 сентября 1999 года.