

УДК 537.525.9

МНОГОКРАТНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ СВЧ ПРОБОЙ В ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ВОЛНОВЫХ ПУЧКАХ

А. Л. Вихарев, О. А. Иванов, А. Н. Степанов

Представлены результаты экспериментального исследования пороговых полей для многократного СВЧ пробоя в пересекающихся волновых пучках в воздухе при давлениях $p=3\div 40$ Тор и частотах повторения импульсов $F=0,1\div 400$ Гц. Показано, что снижение пробойных полей с ростом F может быть объяснено наличием электронной концентрации, остающейся от предыдущих импульсов благодаря медленному рекомбинационному характеру распада плазмы. Рассмотрена модель распада плазмы с учетом процессов прилипания электронов, электрон-ионной и ионной рекомбинаций и релаксации активных (для процесса отлипания) частиц. Проведено сравнение данных эксперимента с результатами расчета пробойных полей, выполненными в предположении изменения электронной концентрации между импульсами за счет этих процессов.

1. Многократный импульсный СВЧ пробой может оказаться одним из перспективных режимов поддержания плазмы в различных приложениях: для накачки газовых лазеров [1, 2], для создания искусственного радиозеркала [3, 4], в плазмохимии [5]. Энергетические характеристики импульсно-периодического режима зависят от пробойной напряженности электрического поля $E_{пр}$, длительности τ и частоты повторения F импульсов (например, средняя мощность пропорциональна $E_{пр}^2 \tau F$). В свою очередь, пробойное поле $E_{пр}$, как было установлено в экспериментах [6, 7], уменьшается с ростом частоты повторения импульсов F . Поэтому изучение зависимости $E_{пр} = f(F)$ в различных экспериментальных условиях является актуальной задачей. В работах [6, 7] использовались СВЧ импульсы сравнительно короткой длительности $\tau \approx 10^{-6}$ (с) с большой скважностью $Q = 1/\tau F \gg 10^3$. В данной работе экспериментально исследуется зависимость $E_{пр}$ от F при большей длительности импульсов $\tau = 10^{-5}$ с ($Q \gg 2 \cdot 10^2$), проводится сравнение с данными других авторов и с результатами расчета.

2. В эксперименте СВЧ разряд зажигался в пересекающихся пучках ТЕ-волн. Пробойные условия выполнялись только в области пересечения пучков. Такой способ локализации области пробоя рассматривается как наиболее удобный для создания радиоотражающих слоев в атмосфере [3, 4]. Условия эксперимента были следующие: длина волны $\lambda = 8$ мм, частота повторения импульсов $F = 0,1\div 400$ Гц, давление воздуха $p = 3\div 40$ Тор, угол между осями пучков $\theta = 60^\circ$, мощность в обоих пучках одинаковая, значения $E_e/p = 30\div 50$ В/см·Тор ($E_e = E\nu/\sqrt{\omega^2 + \nu^2}$ — эффективное поле, $|E| = E_0/\sqrt{2}$, E_0 — амплитуда электрического поля в центре области пересечения пучков, ν — частота столкновений электронов с молекулами).

Измерения пороговых полей при многократном пробое проводились по следующей методике. При фиксированных давлении газа и частоте повторения импульсов СВЧ разряд зажигался при большой мощности. Затем мощность плавно снижалась до минимальной порого-

вой величины $P_{пр}$, при которой многократный пробой срывался. Момент срыва многократного пробоя определялся по прекращению свечения разряда и по отсутствию рассеянного от разрядной области СВЧ сигнала. Пороговая напряженность электрического поля $E_{пр}$ вычислялась по известным $P_{пр}$ и распределению поля в области пересечения пучков. Мощность в волновых пучках измерялась с помощью калиброванного СВЧ детектора [8]. Затравочные электроны, необходимые для первоначального зажигания разряда, создавались ультрафиолетовым излучением искрового разрядника, расположенного рядом с областью разряда. Разрядник срабатывал один раз перед началом измерения $P_{пр}$.

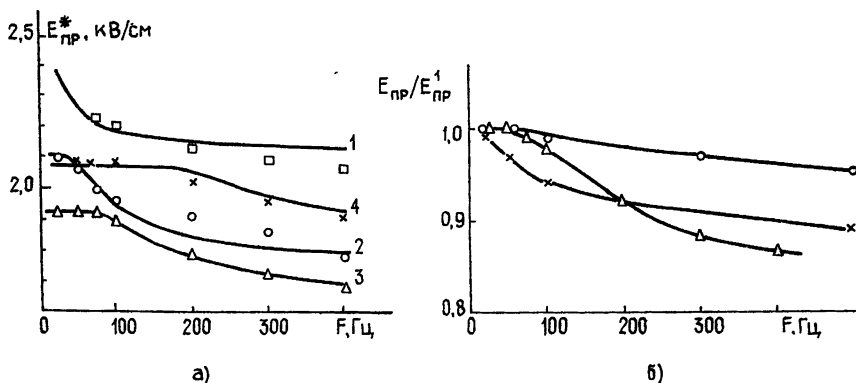


Рис. 1. Зависимость пробойного поля от частоты повторения импульсов:
 а) $\square, \circ, \Delta, \times$ — эксперимент, — — — расчет при давлениях: 1 — 3; 2 — 8; 3 — 17; 4 — 36 Тор;
 б) данные экспериментов: \circ — [6], $p = 25$ Тор; \times — [7], $p = 16$ Тор; Δ — нашего, $p = 17$ Тор. $E_{пр}^1$ — величина пробойного поля при $F = 20$ Гц.

Зависимости пробойного поля от частоты повторения импульсов для различных давлений воздуха приведены на рис. 1а. Как видно из графиков, наблюдается, так же как и в экспериментах [6, 7], снижение $E_{пр}$ с ростом F . Работы [6, 7] выполнены в более длинноволновых диапазонах электромагнитных волн, где значения $E_{пр}$ другие. На рис. 1б приведено сравнение относительного снижения пробойного поля для одинаковых частот повторения импульсов по данным [6, 7] и наших экспериментов.

3. Проанализируем основные причины, способные вызвать снижение пороговых полей при многократном СВЧ пробое в воздухе. При воздействии сильного электрического поля в области пробоя электронная концентрация нарастает по экспоненциальному закону [9]

$$N_e = N_{ек} \exp[(\nu_i - \nu_{a1} - D/\Lambda^2)t]. \quad (1)$$

Здесь ν_i — частота ионизации молекул электронным ударом, являющаяся степенной функцией электрического поля, ν_{a1} — частота диссоциативного прилипания электронов к молекулам кислорода, D — коэффициент диффузии, Λ — характерная диффузионная длина². В импульсном режиме работы пороговое поле $E_{пр}$ определяется из условия [9]

$$\nu_i(E_{пр}) = \nu_{a1} + D/\Lambda^2 + (1/\tau) \ln(N_{ек}/N_{ек}), \quad (2)$$

¹ В [7] зависимость $E_{пр} = f(F)$ не исследуется, но по кривым Пашена, приведенным в этой работе для различных F , такую зависимость можно постронть.

² В некоторых случаях [10, 11], Λ может быть определена через характерный масштаб неоднородности электрического поля.

где $N_{ен}$ — начальная плотность электронов, $N_{ек}$ — концентрация электронов к концу действия СВЧ импульса. Для короткого импульса определяющим $E_{пр}$ в выражении (2) становится логарифмический член, зависящий от $N_{ен}$. При пробое газа серией таких импульсов возможен ступенчатый механизм нарастания плотности электронов, когда в результате остаточной электронной концентрации от предыдущих импульсов создаются условия для завершения пробоя в последующих импульсах. При отсутствии нагрева нейтрального газа таким образом можно объяснить снижение $E_{пр}$ с ростом F . В этом случае $E_{пр}$ зависит от числа импульсов в серии m и характера деионизации плазмы в промежутке $T=1/F$ между ними. Если спад электронной концентрации между импульсами определяется только трехчастичным³ прилипанием электронов к молекулам кислорода O_2 и диффузией, то условие многократного пробоя к концу импульса с номером m следующее [10]:

$$\nu_{im}(E_{пр}^m) = \nu_{a1} + \frac{D}{\Lambda^2} + \frac{1}{\tau m} \ln \frac{N_{ек}}{N_{e0}} + \frac{1}{\tau F} \left(\nu_{a2} + \frac{D_a}{\Lambda^2} \right) \left(1 - \frac{1}{m} \right), \quad (3)$$

где ν_{a2} — частота трехчастичного прилипания электронов к O_2 , D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, N_{e0} — плотность электронов перед началом импульсной серии. Формула (3) получена при условии, что остаточная концентрация электронов уже после первого импульса серии будет больше, чем N_{e0} . Условиям нашего эксперимента в (3) соответствует значение $m \rightarrow \infty$. При бесконечной последовательности импульсов измеряемое в эксперименте электрическое поле, необходимое для поддержания разряда, совпадает с пороговым полем для многократного пробоя. Как показывают оценки, наблюдаемое снижение $E_{пр}$ (графики рис. 1б) нельзя объяснить на основании формулы (3), так как в исследуемых диапазонах p и F трехчастичное прилипание должно приводить к полному исчезновению электронов в промежутке между импульсами. В условиях экспериментов [5, 6] (короткие СВЧ импульсы, большая скважность, невысокая плотность нейтралов, отсутствие нагрева газа) и данной работы снижение $E_{пр}$ с ростом F можно объяснить за счет остаточной электронной концентрации от предыдущих импульсов, предполагая, что характер распада плазмы не прилипательный, а более медленный. Для проверки этого предположения были проведены измерения электронной концентрации N_e в распадающейся плазме после СВЧ импульса [12]. Оказалось, что распад плазмы определяется двухчастичной рекомбинацией с эффективным коэффициентом $\tilde{\alpha}$, зависящим от энергии в ионизирующем импульсе. Рекомбинационный характер распада плазмы в воздухе можно объяснить процессом отлипания электронов от отрицательных ионов кислорода при соударениях с активными (для процесса отлипания) частицами, образовавшимися в разряде. При наличии процессов прилипания и отлипания эффективный коэффициент рекомбинации равен [13]

$$\tilde{\alpha} = \alpha + \beta \nu_{a2} / \nu_d = \alpha + \beta \nu_{a2} / k N^*. \quad (4)$$

Здесь α и β — коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации, ν_{a2} и $\nu_d = k N^*$ — частоты прилипания и отлипания электронов, k — коэффициент отлипания электронов от ионов O_2^- при соударениях с активными частицами N^* . В [12] было показано, что условие $\nu_d = \text{const}$ не выполнялось и изменение электронной концентрации на больших временах распада определялось процессами реком-

³ При большой скважности импульсной последовательности в распадающейся плазме температура электронов порядка газовой и преобладающим является трехчастичное прилипание электронов к O_2 .

бинации и релаксации активных частиц: $N^* = N_0^* \exp(-t/\tau_p)$ с характерным временем $\tau_p = 10^{-2}/p(c)$, где p — давление газа в торрах, N_0^* — плотность активных частиц, образованных в ионизирующем импульсе. Поэтому в наших экспериментальных условиях распад плазмы в воздухе описывается следующей системой уравнений баланса:

$$dN_e/dt = kN^*N_- - \nu_{a2}N_e - \alpha N_e N_+, \quad dN_-/dt = \nu_{a2}N_e - kN^*N_- - \beta N_- N_+, \quad (5)$$

$$N^* = N_0^* \exp(-t/\tau_p), \quad N_+ = N_e + N_-,$$

где N_e , N_- , N_+ , N^* — концентрация электронов, отрицательных (O_2^-) и положительных ионов, а также активных частиц соответственно. Как показывают оценки, ионы O^- после СВЧ импульса быстро исчезают за счет процесса отлипания и их в расчетах можно не учитывать. При $\alpha = \beta$ система (5) имеет первый интеграл

$$N_+ = N_{+к}/(1 + \alpha N_{+к}t) \quad (6)$$

и сводится к квадратурам ($N_{+к}$ — концентрация положительных ионов к концу ионизирующего импульса). Если время распада удовлетворяет условию

$$t > \max \{ \tau_p \ln(\tau_p k N_0^*), \nu_{a2}^{-1}, (\alpha N_{ек})^{-1} \} \quad (7)$$

и при этом $\nu_{a2}\tau_p \gg 1$, система (5) имеет следующее асимптотическое решение:

$$N_e(t) = (kN_0^*/\nu_{a2}) (\exp(-t/\tau_p)/\beta t); \quad (8)$$

$$N_-(t) = 1/\beta t. \quad (9)$$

Непосредственной подстановкой в систему (5) нетрудно показать, что выражения (8), (9) являются асимптотическими решениями системы и при $\alpha \neq \beta$. Заметим, что кинетика электронов в условиях многократного пробоя воздуха рассматривалась в работе [14], в которой также учитывалось отлипание электронов с $\nu_d = \text{const}$. Но в [14] при расчетах предполагалось, что изменение N_e между импульсами контролировалось только электрон-ионной рекомбинацией. Действительно, $\alpha = \alpha$, как видно из (4), при $\nu_d \gg \nu_{a2}$ и небольших временах распада ($t < \tau_p$), пока $\nu_d = \text{const}$.

Считая, что поведение N_e между импульсами описывается формулой (8), получаем критерий многократного пробоя при $m \rightarrow \infty$:

$$\nu_i(E_{пр}) = \nu_{a1} + \frac{D}{\Lambda^2} + \frac{1}{\tau F \tau_p} + \frac{1}{\tau} \ln \left(\frac{\nu_{a2}}{kN_0^*} \frac{\beta N_{ек}}{F} \right). \quad (10)$$

При выводе (10) предполагалось, что между импульсами N_e спадает до уровня, большего, чем N_{e0} , определяемого сторонним источником ионизации перед началом серии. В противном случае, когда $N_e(t = T) < N_{e0}$, формула (10) несправедлива и критерий пробоя совпадает с критерием для однократного пробоя (выражение (2) при $N_{ек} = N_{e0}$).

По формулам (2) и (10) выполнялся расчет пробойных полей для условий эксперимента. Частота ионизации в СВЧ поле вычислялась из соотношения [15]

$$\nu_i = 8,35 \cdot 10^{-4} p (E_e/p)^{5,34}. \quad (11)$$

Другие параметры были выбраны следующими: $\nu_{a1} = 2 \cdot 10^4 p(c^{-1})$ [9]; $\nu_{a2} = (10p)^2(c^{-1})$ [16]; $N_{e0} = 10^2 \text{ см}^{-3}$; $\alpha = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/c$; $\beta = 7 \cdot 10^{-9} p(\text{см}^3/c)$ [17]; $k = 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/c$ [16]. Величина электронной концентрации $N_{ек}$, достигающаяся в разряде при минимальной мощности $P_{пр}$, для которой

еще поддерживался многократный пробой, измерялась с помощью открытого квазиоптического резонатора по методике [16]. Это значение $N_{ек} = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ использовалось в расчетах. Плотность активных частиц N_0^* , образованных в ионизирующем импульсе, оценивалась из уравнения

$$dN^*/dt = k_0 N_m N_e, \quad (12)$$

где $N_m = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ р}$ — концентрация нейтральных молекул, $k_0 = 3 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ [19] — константа возбуждения N^* электронным ударом. Предполагалось [12], что активными частицами были электронно-возбужденные молекулы $O_2 (a^1\Delta_g, b^1\Sigma_g^+)$ и атомы O и N. Учитывая, что в течение импульса N_e нарастает по экспоненциальному закону, получаем

$$N_0^* = k_0 N_m N_{ек} \tau / \ln(N_{ек}/N_{e0}). \quad (13)$$

Расчетные зависимости пробойных полей от частоты повторения импульсов для сравнения с экспериментальными результатами приведены также на рис. 1а. Как видно из графиков, при учете отлипания и релаксации активных частиц в распадающейся плазме снижение пороговых полей хорошо объясняется за счет остаточной ионизации, а также правильно определяются критические значения F^* , при которых осуществляется переход от многократного к однократному пробую (при распаде за счет прилипаний такой переход осуществлялся бы при больших F).

В рамках рассмотренной модели распада плазмы между импульсами можно объяснить экспериментальные результаты и других авторов [6, 7]. Например, график, взятый из работы [6], на рис. 1б интерпретируется при условии, что $v_{d0} = kN_0^* \simeq 10^2 \text{ с}^{-1}$.

4. При низких частотах повторения импульсов $F < F^*$ формирование пробоя происходило заново в каждом импульсе. Наличие импульсной последовательности не сказывалось на величине $E_{пр}$, но способствовало наблюдению такого эффекта. После того как разряд один раз загорался, он затем регулярно возникал в каждом импульсе без предварительного создания начальных затравочных электронов. Возникновение разряда приводило к снятию статистического разброса для момента зажигания разряда в последующих импульсах⁴. Пороги же пробоя для первого импульса испытывали значительный разброс, так как для выявления эффекта внешний ионизатор в этих измерениях не использовался.

Эффект снятия статистического разброса, длившийся в наших условиях 1—2 с, можно также объяснить за счет остаточной ионизации. Хотя в распадающейся плазме за время порядка

$$t^* \simeq \tau_p \ln(N_0^*/N_1^*), \quad (14)$$

где $N_1^* \simeq 1 \text{ см}^{-3}$, рассматриваемые активные частицы полностью релаксируют, но концентрация отрицательных ионов остается еще значительной. Поэтому можно предположить, что на больших временах $t > t^*$ существенное влияние на спад N_e будет оказывать (кроме диффузии) процесс отлипания электронов при соударениях O_2^- с невозбужденными молекулами O_2 [16]. Диффузию электронов и ионов грубо можно учесть, введя в (8), (9) множитель, равный отношению объемов плазмы в конце ионизирующего импульса и в момент времени t : $(a/\sqrt{4D-t})^3$, в случае сферической симметрии, где a — характерный размер области пробоя, D — коэффициент диффузии отрицательных ионов. Оценки

⁴ Аналогичный эффект наблюдался также в работе [7].

показывают, что учет отмеченных процессов диффузии и отлипания электронов позволяет объяснить наличие затравочных электронов в области пробоя через 1—2 с после ионизирующего импульса.

5. Таким образом, в проведенных экспериментах установлено, что при частотах повторения импульсов выше некоторой критической величины F^* для каждого давления происходило снижение пробойных полей с ростом F . Влияние частоты повторения на $E_{пр}$ может быть объяснено остаточной ионизацией от предыдущих импульсов, которая проявляется, несмотря на большую скважность импульсной последовательности, благодаря медленному рекомбинационному характеру распада плазмы между импульсами.

В работе рассмотрена система уравнений кинетики, описывающая распад плазмы с учетом изменяющейся во времени частоты отлипания электронов. Показано, что система имеет асимптотическое решение, согласно которому спад электронной концентрации во времени определяется процессами прилипания, ион-ионной рекомбинации и релаксации активных (для процесса отлипания) частиц. Расчетные зависимости пороговых полей для многократного пробоя, полученные с учетом этого решения для N_e , достаточно хорошо описывают экспериментальные графики.

При частотах повторения импульсов, меньших, чем F^* , в эксперименте обнаружено, что возникновение разряда в первом импульсе приводило к снятию статистического разброса для момента зажигания разряда в последующих импульсах. Этот эффект в работе объясняется также остаточной ионизацией в предположении, что на больших временах (после релаксации активных частиц) распад плазмы остается рекомбинационным благодаря отлипанию электронов от O_2^- при соударениях с нейтралами.

В рамках проблемы создания искусственного радиозеркала [3, 4] полученные в работе результаты представляют интерес для оптимизации импульсно-периодического режима поддержания ионизации в различных диапазонах давлений. Так, в режиме коротких импульсов, для которых можно достичь наиболее существенного снижения пробойных полей за счет остаточной ионизации, и при высокой частоте повторения может происходить накопление активных частиц от импульса к импульсу, смена характера распада плазмы и, следовательно, снижение средней мощности, затрачиваемой на поддержание. В таких условиях область возможного поддержания разряда в режиме, рассмотренном в [3], расширяется в сторону более высоких плотностей газа, где в отсутствие обсуждаемых эффектов прилипание приводит к быстрому распаду плазмы. Кроме того, в области высоких плотностей газа (давление $p > 10$ Тор) энергетически выгодным становится режим поддержания сравнительно длинными ($\tau \sim 10^{-5}$ с) и редко повторяющимися импульсами. В таком режиме медленный (рекомбинационный) характер распада плазмы обеспечивается сразу после каждого импульса в результате накопления активных частиц в течение горения разряда. И оптимизация импульсно-периодических режимов может быть проведена по средней мощности, которая должна вычисляться с учетом зависимостей $E_{пр} = f(F)$, найденных в работе или построенных (при больших F) на основе асимптотических решений для электронной концентрации.

В заключение авторы выражают признательность В. Б. Гильденбургу и А. Г. Литваку за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васютинский О. С., Кружалов В. А., Перчапок Т. М. и др. — ЖТФ, 1978, 48, № 2, с. 318.
2. Handy K. G., Brandelik J. E. — J. Appl. Phys., 1978, 49, № 7, p. 3753.

3. Гуревич А. В. — УФН, 1980, 132, № 4, с. 685.
4. Вихарев А. Л., Гильденбург В. Б., Литвак А. Г., Семенов В. Е. — Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн.— М.: Наука, 1981, с. 119.
5. Русанов В. Д., Фридман А. А., Шолин Г. В.—УФН, 1981, 134, № 2, с. 185.
6. Gould L., Roberts L. W.—J. Appl. Phys., 1956, 27, № 10, p. 1162.
7. Dawson E. F., Lederman S.—J. Appl. Phys., 1973, 44, № 7, p. 3066.
8. Денис В., Паужа А., Пожела Ю., Скучас Ю. В кн.: Полупроводниковые преобразователи. /Под ред. Ю. Пожелы.— Вильнюс: Мокслас, 1980, с. 9.
9. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах.— М.: Мир, 1969.
10. Астайкин А. П., Щаников Н. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 1, с. 93.
11. Гильденбург В. Б., Семенов В. Е. Препринт ИПФ АН СССР № 61, Горький, 1982.
12. Вихарев А. Л., Иванов О. А., Степацов А. Н. — Физика плазмы, 1984, 10, вып. 4, с. 792.
13. Напартович А. П., Наумов В. Г., Шашков В. М. — Физика плазмы, 1975, 1, № 5, с. 821.
14. Козлов С. П., Кудрявцев В. П. — Геомагнетизм и аэрономия, 1983, 23, № 2, с. 243.
15. Maughan J. T., Fante R. L.—J. Appl. Phys., 1969, 40, № 13, p. 5207.
16. Мак-Ивен М., Филлипс Л. Химия атмосферы.— М.: Мир, 1978, табл. 6.1.
17. Смирнов Б. М. Отрицательные ионы.— М.: Атомиздат, 1978, гл. 4,5.
18. Акулина Д. К., Нечаев Ю. П. Труды ФИАН. Стеллараторы. — М.: Наука, 1973, 65, с. 100.
19. Александров Н. Л. — ЖТФ, 1978, 48, № 7, с. 1428.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
27 декабря 1983 г.

MULTIPLE PULSE MICROWAVE BREAKDOWN IN INTERSECTING WAVE BEAMS

A. L. Vikharev, O. A. Ivanov, A. N. Stepanov

The results of experimental investigation of threshold fields for a multiple microwave breakdown in intersecting wave beams in air under the pressure of $p = 3 \div 40$ Torr and the pulse repetition frequency $F = 0,1 \div 400$ Hz are given. It is shown that the decrease breakdown fields due to the increase in F can be explained by the presence of electron concentration being left of the former pulses because of the slow recombination character of plasma decay. The plasma decay model allowing for the processes of electron attachment, electron-ion and ion-ion recombinations, as well as relaxation of particles (active for the detachment process) is considered. The comparison of experimental data with the results of breakdown field calculations that were carried out under the assumption of variations in electron concentration between the pulses due to these processes were accomplished.
