

04:09

Критерий пробоя газа в СВЧ поле

© В.А. Лисовский

Харьковский государственный университет,
310077 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 27 мая 1998 г. В окончательной редакции 8 сентября 1998 г.)

Аналитически получен критерий пробоя газа в сверхвысокочастотном поле, который учитывает различие коэффициентов диффузии электронов вдоль и поперек направления электрического поля. Рассмотрены случаи зажигания разряда при отсутствии прилипания электронов к молекулам газа и в электроотрицательном газе, а также случай зажигания СВЧ разряда с наложенным слабым постоянным электрическим полем.

Введение

Газовый разряд в сверхвысокочастотном электрическом поле широко применяется в различных областях техники. В связи с быстрым развитием радиотехники сверхвысоких частот большое внимание уделяется изучению условий возникновения разряда в линиях передачи сверхвысоких частот, так как эти условия определяют предельную мощность соответствующих линий передач. В последнее время СВЧ разряд нашел также применение в различных технологических процессах: травление полупроводниковых материалов, окисление поверхностей кремния и алюминия, осаждение тонких пленок, накачка газовых лазеров и т.д. Интерес к газовому разряду на сверхвысоких частотах связан также с возможностью получения новых данных о взаимодействии электронов с атомами и ионами. Поэтому неудивительно, что проблеме зажигания разряда в СВЧ поле посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ (см., например, [1–15]).

Как известно, в переменном электрическом поле заряженные частицы совершают колебательное движение, амплитуда которого уменьшается с ростом частоты поля. В диапазоне сверхвысоких частот амплитуда колебаний электронов намного меньше размеров разрядного объема (резонатора, волновода и т.п.). При этом основная масса электронного облака при осцилляциях в СВЧ поле не достигает стенок разрядного объема. Тяжелые положительные (а также отрицательные) ионы тем более не могут достичь границ разрядного объема, так как амплитуда смещения ионов в СВЧ поле в тысячи раз меньше соответствующей амплитуды для электронов. Следовательно, в СВЧ разряде носителями заряда являются только электроны, а тяжелые ионы в зажигании разряда практически не участвуют. Малость амплитуды смещения электронов в СВЧ поле приводит, во-первых, к тому, что процессы на стенках разрядного объема практически не играют роли, во-вторых, смещение электронов в поле не может вызвать появления пространственного заряда в значительных объемах (в отличие от разрядов в постоянном или высокочастотном электрических полях) [16].

Условием возникновения самостоятельного разряда является равенство числа рождающихся и уходящих из разрядного объема электронов при отсутствии внешнего источника ионизации

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

где n_e — плотность электронов, t — время.

В случае зажигания СВЧ разряда, когда процессы на стенках разрядной камеры заметной роли не играют, единственным процессом образования электронов является ионизация атомов газа электронным ударом. Уход свободных электронов из разрядного объема может быть обусловлен диффузией электронов к стенкам разрядной камеры и прилипанием электронов к молекулам электроотрицательного газа, а при одновременном наличии СВЧ и постоянного электрических полей электроны уходят из разрядного объема также за счет направленного их движения к стенкам резонатора.

В простейшем случае, когда в пробое газа доминирующую роль играют ионизация молекул газа электронным ударом и диффузия электронов к стенкам резонатора, критерий СВЧ пробоя газа имеет вид [1–6]

$$\frac{\nu_i}{D_e} = \frac{1}{\Lambda^2}. \quad (2)$$

Здесь ν_i — частота ионизации молекул газа электронным ударом; D_e — коэффициент диффузии электронов; Λ — диффузионная длина, зависящая от геометрии разрядной камеры. Например, для цилиндрического резонатора с радиусом R и высотой L диффузионная длина определяется следующим выражением:

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2. \quad (3)$$

Отметим, что при выводе уравнений (2) и (3) предполагалось, что диффузия электронов является изотропной, т.е. коэффициенты диффузии электронов вдоль и поперек направления электрического поля равны. Однако в более поздних работах [17–22] было экспериментально и теоретически показано, что в общем случае коэффициент диффузии электронов вдоль направления электрического

поля D_L не равен коэффициенту диффузии электронов поперек поля D_e , т.е. существует анизотропия диффузии электронов.

В настоящей работе был теоретически получен критерий пробоя газа в СВЧ поле, учитывающий анизотропию диффузии электронов. Рассмотрены случаи зажигания СВЧ разряда в электроположительных и электроотрицательных газах, а также случай зажигания комбинированного (СВЧ + слабое постоянное электрические поля) разряда.

СВЧ пробой при отсутствии прилипания

В этом случае мы будем считать, что единственным процессом потерь электронов является их диффузия к стенкам разрядной камеры. Предположим, что разрядный объем наполнен газом, молекулы которого не способны захватывать свободные электроны.

Рассмотрим газовый промежуток в цилиндрическом резонаторе, высота которого равна L , а радиус равен R . Направим ось координат z вдоль оси резонатора, а радиальную координату r — поперек оси, при этом начало координат расположим в центре разрядного промежутка. Мы будем рассматривать зажигание разряда для случая, когда в резонаторе возбуждается электромагнитная волна TM_{010} . Для такой волны резонансная частота не зависит от длины резонатора, а электрическое поле направлено вдоль оси цилиндрического резонатора [11]. Запишем уравнение баланса для электронов

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_i n_e + D_e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + D_L \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2}. \quad (4)$$

Мы будем использовать следующие граничные условия:

$$n_e(R, z) = 0, \quad (5)$$

$$n_e \left(r, \pm \frac{L}{2} \right) = 0. \quad (6)$$

В уравнении (4) первое слагаемое в правой части равно скорости рождения заряженных частиц благодаря ионизации молекул газа электронным ударом, второе слагаемое описывает скорость ухода электронов поперек направления электрического поля на радиальные стенки резонатора, третье слагаемое учитывает уход электронов из объема резонатора вдоль направления электрического поля. Поскольку для зажигания разряда необходимо, чтобы скорости рождения и потерь электронов были равны, то уравнение (4) принимает вид

$$\frac{\nu_i}{D_e} + \frac{1}{n_e} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + \frac{D_L}{D_e} \frac{1}{n_e} \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} = 0. \quad (7)$$

Для решения уравнения (7) проведем разделение переменных r и z . Представим функцию для плотности электронов как произведение двух функций, одна из

которых зависит только от радиальной координаты r , а другая — только от координаты z ,

$$n_e(r, z) = f(r) \cdot \varphi(z). \quad (8)$$

Тогда получим следующее выражение для плотности электронов:

$$n_e(r, z) = A_0 J_0 \left(\frac{2.4}{R} r \right) \cos \left(\frac{\pi}{L} z \right), \quad (9)$$

где A_0 — константа, J_0 — функция Бесселя нулевого порядка.

Критерий пробоя газа в СВЧ поле с учетом анизотропии диффузии электронов имеет вид

$$\frac{\nu_i}{D_e} = \left(\frac{2.4}{R} \right)^2 + \frac{D_L}{D_e} \frac{\pi^2}{L^2}. \quad (10)$$

Следовательно, учет анизотропии диффузии электронов приводит к тому, что диффузионная длина Λ является не только функцией геометрических размеров резонатора, но также зависит от отношения коэффициентов диффузии электронов вдоль и поперек направления электрического поля. В общем случае $D_e \neq D_L$, к тому же величина D_L/D_e является сложной немонотонной функцией отношения напряженности электрического поля к давлению газа E/p . Поэтому аналитически решить уравнение (10) очень сложно и для нахождения значений пробойного поля нужно решать (10) численно. На рис. 1 и 2 показаны экспериментальные значения пробойного СВЧ поля для ксенона [9] и водорода [2], а также кривые зажигания, рассчитанные нами по уравнениям (2), (3) и (10). При этом мы использовали коэффициенты переноса электронов, приведенные в работах [23–26]. Из рисунков видно, что полученные нами теоретические кривые, рассчитанные по уравнению (10), удовлетворительно согласуются с экспериментальными

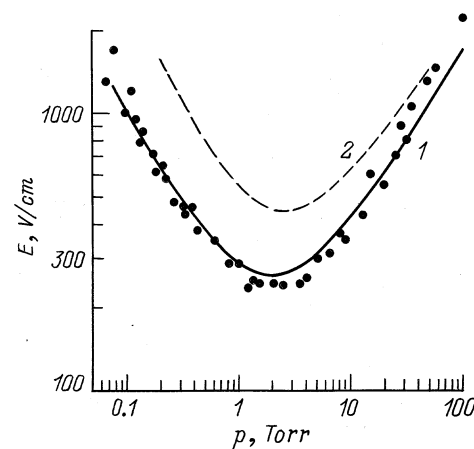


Рис. 1. Кривые зажигания СВЧ разряда в ксеноне: $f = 2800$ МГц, $L = 0.318$ см, $R = 3.67$ см; ● — эксперимент [9], 1 — расчет по формуле (10), 2 — расчет по формулам (2), (3).

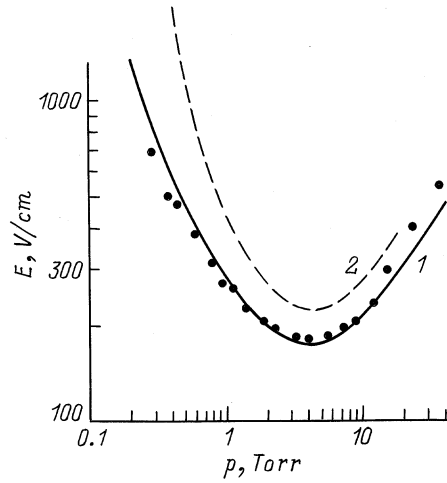


Рис. 2. Кривые зажигания СВЧ разряда в водороде: $f = 3000$ МГц, $L = 2.54$ см, $R = 4.07$ см; ● — эксперимент [2]; 1, 2 — то же, что и на рис. 1.

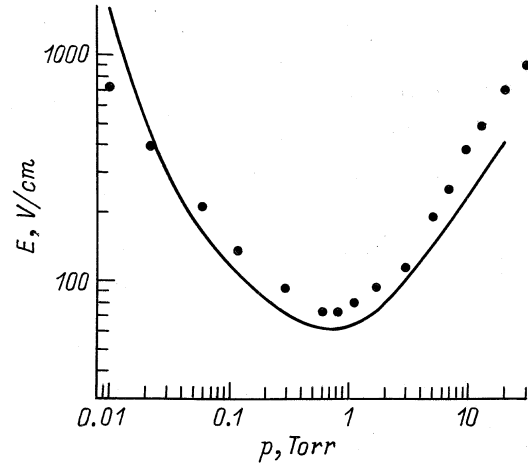


Рис. 3. Кривые зажигания СВЧ разряда в кислороде: $f = 994$ МГц, $L = 4.74$ см, $R = 4$ см; ● — эксперимент [10], кривая — расчет по (12).

результатами. Теоретические значения пробойного СВЧ поля, определенные из (2), (3) для случая изотропной диффузии, являются завышенными по сравнению с результатами экспериментов и расчетом по (10). Это связано с тем, что в большинстве случаев $D_L < D_e$, т.е. диффузионный уход электронов вдоль направления электрического поля заметно меньше, чем поперек поля (на радиальные стенки резонатора). Поскольку в уравнениях (2), (3) предполагается равенство коэффициентов диффузии $D_L = D_e$, то при этом потери электронов являются более высокими, чем это есть на самом деле. Поэтому теоретическая кривая из уравнений (2), (3) проходит заметно выше, чем результаты экспериментов.

В некоторых случаях, когда можно считать, что $D_e \approx D_L$ (например, для CO_2 [17,22]), модифицированный критерий СВЧ пробоя (10) можно привести к общепринятому критерию (2), (3).

СВЧ пробой в электроотрицательном газе

При зажигании СВЧ разряда в электроотрицательном газе изменение плотности электронов описывается уравнением

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (\nu_i - \nu_a)n_e + D_e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + D_L \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2}, \quad (11)$$

где ν_a — частота прилипания свободных электронов к молекулам электроотрицательного газа.

Тогда легко можно показать, что в этом случае критерий СВЧ пробоя газа принимает вид

$$\frac{\nu_i}{D_e} = \frac{\nu_a}{D_e} + \left(\frac{2.4}{R} \right)^2 + \frac{D_L}{D_e} \frac{\pi^2}{L^2}. \quad (12)$$

При больших размерах разрядной камеры диффузионные потери электронов на стенках резонатора малы, а доминирующим процессом потерь электронов является прилипание электронов. В этом случае критерий СВЧ пробоя (12) упрощается [16]

$$\nu_i = \nu_a. \quad (13)$$

Следовательно, самостоятельный СВЧ разряд в большом резонаторе сможет зажечься, когда скорость ионизации молекул газа электронным ударом станет равна скорости прилипания электронов к молекулам газа.

На рис. 3 показаны теоретическая кривая зажигания СВЧ разряда в кислороде, полученная с помощью критерия (12), и экспериментальные значения [10]. При расчетах мы использовали коэффициенты переноса электронов в кислороде, приведенные в работах [26,27], а также значения коэффициента прилипания электронов к молекулам кислорода из работы [27]. Отметим, что для коэффициента прилипания электронов наблюдается большой разброс значений, измеренных в различных работах (см., например, результаты работы [27]). Поэтому такая неопределенность величины коэффициента прилипания электронов к молекулам кислорода могла привести к расхождению нашей теоретической кривой и экспериментальной кривой зажигания [10].

Влияние слабого постоянного электрического поля на СВЧ пробой газа

В этом разделе мы получим критерий пробоя газа в комбинированном (СВЧ + слабое постоянное электрическое поле) разряде. Пусть в резонаторе одновременно созданы сверхвысокочастотное поле E и слабое (не дающее вклада в ионизацию газа) постоянное электрическое

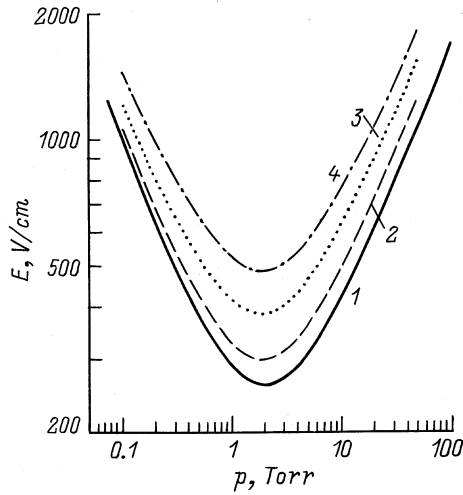


Рис. 4. Кривые зажигания СВЧ разряда в ксеноне при $E_{dc} = 0$ (1), 50 (2), 100 (3), 150 V/cm (4). Расчет по (16); f , L , R — те же, что и на рис. 1.

поле E_{dc} , при этом направления этих полей совпадают (продольный комбинированный разряд). Запишем уравнение баланса для электронов

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_i n_e + D_e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + D_L \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} - V_{dc} \frac{\partial n_e}{\partial z}, \quad (14)$$

где $V_{dc} = eE_{dc}/m\nu_{en}$ — дрейфовая скорость электронов в постоянном электрическом поле, ν_{en} — частота электрон-нейтральных столкновений, e и m — заряд и масса электрона соответственно.

Граничными условиями считаем выражения (5) и (6). Решение уравнения (14) будем искать методом разделения переменных. В стационарном случае плотность электронов описывается следующей функцией:

$$n_e(r, z) = A_1 J_0 \left(\frac{2.4}{R} r \right) \exp \left(\frac{V_{dc}}{2D_L} z \right) \cos \left(\frac{\pi}{L} z \right), \quad (15)$$

где A_1 — некоторая константа.

Критерий пробоя газа в СВЧ и слабом постоянном электрических полях (продольном комбинированном электрическом поле) имеет вид:

$$\frac{\nu_i}{D_e} = \left(\frac{2.4}{R} \right)^2 + \frac{D_L}{D_e} \frac{\pi^2}{L^2} + \frac{V_{dc}^2}{4D_e D_L}. \quad (16)$$

При отсутствии постоянного электрического поля ($E_{dc} = 0$) из (29) получим критерий СВЧ пробоя газа (10). В случае, когда диффузию электронов можно считать изотропной ($D_e \approx D_L$), критерий (16) приводится к виду [4,28,29]

$$\frac{\nu_i}{D_e} = \left(\frac{2.4}{R} \right)^2 + \frac{\pi^2}{L^2} + \left(\frac{V_{dc}}{2D_e} \right)^2. \quad (17)$$

На рис. 4 показаны кривые зажигания СВЧ разряда с наложенным слабым постоянным электрическим

полем E_{dc} , рассчитанные с помощью уравнения (16). Видно, что с повышением E_{dc} наблюдается увеличение пробойного СВЧ поля, что согласуется с результатами расчетов [29]. Отметим, что уравнения (16), (17) справедливы только для случая слабого постоянного электрического поля, которое не дает вклада в ионизацию газа и не приводит к появлению потоков положительных ионов на катод (и, как следствие, заметной ион-электронной эмиссии с поверхности катода). Конечно, при более сильных электрических полях E_{dc} , дающих вклад в ионизацию газа, пробойное СВЧ поле начнет уменьшаться и достигнет нуля, когда величина поля E_{dc} станет равной потенциалу зажигания тлеющего разряда в постоянном электрическом поле. К сожалению, совершенно отсутствуют опубликованные экспериментальные кривые зажигания СВЧ разряда с наложенным постоянным электрическим полем. Поэтому мы не можем сравнить наши расчетные кривые с результатами экспериментов.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе получен критерий пробоя газа в сверхвысокочастотном поле, учитывающий различие коэффициентов диффузии электронов вдоль и поперек направления электрического поля. Были рассмотрены случаи зажигания СВЧ разряда при отсутствии прилипания электронов к молекулам газа, в электроотрицательном газе, а также случай зажигания продольного комбинированного разряда (СВЧ + слабое постоянное электрические поля).

Список литературы

- [1] Herlin M.A., Brown S.C. // Phys. Rev. 1948. Vol. 74. N 3. P. 291–296. Ibid. N 11. P. 1650–1656.
- [2] Mac Donald A.D., Brown S.C. // Phys. Rev. 1949. Vol. 75. N 3. P. 411–418. Ibid. Vol. 76. N 11. P. 1634–1639.
- [3] Brown S.C., Mac Donald A.D. // Phys. Rev. 1949. Vol. 76. N 11. P. 1629–1633.
- [4] Brown S.C. // Proc. IRE. 1951. Vol. 39. N 12. P. 1493–1501.
- [5] Kihara T. // Rev. Modern Phys. 1952. Vol. 24. N 1. P. 45–61.
- [6] Allis W.P., Brown S.C. // Phys. Rev. 1952. Vol. 87. N 3. P. 419–424.
- [7] Oskam H.J. // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27. N 8. P. 848–853.
- [8] Rose D.J., Brown S.C. // J. Appl. Phys. 1957. Vol. 28. N 5. P. 561–563.
- [9] Bradford H.M., Fraser D.M., Langstroth G.F.O., Mac Donald A.D. // Can. J. Phys. 1959. Vol. 37. N 10. P. 1166–1170.
- [10] Mac Donald A.D., Gaskell D.U., Gitterman H.N. // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. N 5. P. 1841–1850.
- [11] Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969. 212 с.
- [12] Покровев А.Г., Реука А.Г. // Укр. физ. журн. 1984. Т. 29. Вып. 12. С. 1788–1791.
- [13] Анашкин Г.А. // РиЭ. 1987. № 12. С. 2576–2584.

- [14] Вихарев А.Л., Иванов О.А., Кузнецов О.Ю., Степанов А.Н. // Физика плазмы, 1987. Т. 13. № 9. С. 1124–1130.
- [15] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [16] Голант В.Е. // УФН. 1958. Т. 65. № 1. С. 39–86.
- [17] Wagner E.B., Davis F.J., Hurst G.S. // J. Chem. Phys. 1967. Vol. 47. N 9. P. 3138–3147.
- [18] Parker J.H., Lowke J.J. // Phys. Rev. 1969. Vol. 181. N 1. P. 290–301.
- [19] Lowke J.J., Parker J.H. // Phys. Rev. 1969. Vol. 181. N 1. P. 302–311.
- [20] Skullerud H.R. // J. Phys. B. 1969. Vol. 2. N 6. P. 696–705.
- [21] Robson R.E. // Austral. J. Phys. 1972. Vol. 25. P. 685–693.
- [22] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [23] Suzuki M., Taniguchi T., Yoshimura N., Tagashira H. // J. Phys. D. 1992. Vol. 25. N 1. P. 50–56.
- [24] Blevin H.A., Fletcher J., Hunter S.R. // J. Phys. D. 1976. Vol. 9. N 12. P. 1671–1679. Ibid. 1978. Vol. 11. N 12. P. 1653–1665.
- [25] Saelee H.T., Lucas J. // J. Phys. D. 1977. Vol. 10. N 3. P. 343–354.
- [26] Roznerski W., Leja K. // J. Phys. D. 1980. Vol. 13. N 10. P. L181–L184. Ibid. 1984. Vol. 17. N 2. P. 279–285.
- [27] Naidu M.S., Prasad A.N. // J. Phys. D. 1970. Vol. 3. N 6. P. 954–964.
- [28] Varnerin L.J., Brown S.C. // Phys. Rev. 1950. Vol. 79. N 6. P. 946–951.
- [29] Brown S.C. // Handbuch der Physik. 1956. Bd 22. S. 531–575.