

04

## Порог пробоя в СВЧ-поле при низком и высоком давлениях в электроотрицательных газовых смесях

© К.В. Ходатаев

Московский радиотехнический институт РАН,  
117519 Москва, Россия  
e-mail: K.V.K@home.ptt.ru

(Поступило в Редакцию 25 октября 2011 г. В окончательной редакции 30 мая 2012 г.)

Зависимость критического значения амплитуды сверхвысокочастотного (СВЧ) поля в электроотрицательных смесях, соответствующего локальному равенству частоты ионизации и диссоциативного прилипания, исследована теоретически в широком диапазоне значений давления с учетом пульсации температуры электронов. Полученные значения сопоставляются с критическим значением для статического поля. Выявлена область давлений, в которой пульсация температуры электронов становится существенной, и определена величина превышения критической амплитуды над значением в статическом поле в пределе высокого давления. Простые формулы рекомендуются для оценок критического значения амплитуды СВЧ-поля.

Основы теории электрического пробоя газа в сверхчастотном (СВЧ) диапазоне закладывались в начале второй половины прошлого столетия [1,2]. Ее положения развиты в классической работе [3]. Главная часть книги посвящена построению теории на кинетическом уровне для благородных газов, для которых можно корректно определить правую часть уравнения Больцмана. Но при расчете пробойного поля в воздухе А. Мак-Доналд был вынужден использовать феноменологический подход на уровне моментных уравнений, опираясь на зависимости частот элементарных процессов от средней энергии электронов и ее зависимость от параметра  $E/p$ , известного для статического поля ( $E$  — электрическое поле,  $p$  — давление). При использовании этих зависимостей для расчета порога пробоя в СВЧ-поле под электрическим полем подразумевалось его эффективное значение, обеспечивающее нагрев электронов в среднем. Температура нагретых электронов считалась неизменной в пределах периода СВЧ-колебаний.

Однако априори ясно, что с ростом давления предположение о неизменности температуры электронов теряет справедливость. Вопрос о смене режима нагрева электронов и необходимости учета пульсаций электронной температуры был поставлен еще в работе [4]. Позднее он обсуждался в ряде работ, оставаясь открытым (см., например, монографию [5]).

Настоящая работа посвящена исследованию влияния пульсации электронной температуры, возникающей при увеличении давления, на величину критического значения амплитуды поля с целью получения сведений на количественном уровне.

Согласно [3], в общем случае порог пробоя в воздухе определяется как уровень СВЧ-поля, соответствующий равенству частоты ионизации сумме частоты прилипания электронов и обратного времени диффузионных потерь из-за присутствия границ или неоднородности распределения поля. С ростом давления фактор диф-

фузионных потерь становится малосущественным. Поэтому для простоты диффузионными потерями будем пренебрегать. Формально это соответствует достаточно удаленным от области пробоя границам и однородному распределению амплитуды СВЧ-поля. В этом случае порог определяется равенством частот ионизации и прилипания в среднем за период СВЧ-поля. Следуя устойчивейшей терминологии, значение электрического поля, при котором усредненная разность частот ионизации и прилипания равна нулю, и соответствующую температуру электронов будем называть критическими. При несущественности диффузионных потерь критическое значение соответствует порогу пробоя.

При исследовании вопроса о смене режима усреднения (за период СВЧ-колебаний) температуры электронов при низком давлении на режим пульсаций с удвоенной частотой, будем, опираясь на выводы [6] и следуя [3], использовать феноменологический подход, опираясь на моментные уравнения для электронной компоненты.

Рассмотрим поведение электронов в газе в присутствии пространственно однородного периодического электрического поля

$$E = E_m \cos(\omega t).$$

Уравнение движения и баланс энергии электронов в электрическом поле могут быть написаны в форме

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dt} + \frac{V}{\tau_{tr}(T)} &= \frac{eE}{m}, \\ \frac{dT}{dt} + \frac{T}{\tau_{rel}(T)} &= eEV, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $e, m$  — заряд и масса электрона,  $1/\tau_{tr}$  — частота транспортных столкновений,  $T, V$  — температура и дрейфовая скорость электронов,  $\tau_{rel}$  — время релаксации энергии электронов.

Второй член в левой стороне уравнения (2) описывает потерю импульса электрона в транспортных столкновениях. Движение электронов в электрическом поле сопровождается ростом энергии хаотического движения, характеризуемого температурой, что учитывается в правой части уравнения баланса энергии электронов. Начальная электронная концентрация пренебрежимо мала, так что газовая температура остается постоянной.

Решение систем (2), (3) совместно с (1) при известных функциях  $\tau_{tr}(T)$  и  $\tau_{rel}(T)$  выходит на периодическую зависимость электронной температуры от времени  $T(t)$ . Рассчитанная для давления  $p$  и амплитуды  $E_m$  зависимость  $T(t)$  позволяет определить усредненную за период колебаний поля разность частот ионизации и прилипания

$$v_{tot}(p, E_m) = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \{v_i[T(p, E_m, t)] - v_a[T(p, E_m t)]\} dt. \quad (4)$$

Равенство нулю средней разности частот ( $v_{tot} = 0$ ) соответствует критическому значению амплитуды. Варьируя амплитуду поля при заданном давлении, можно определить зависимость критической амплитуды СВЧ-поля от давления воздуха. Рассчитанные значения  $E_{mcr}(p)$  удобно соотнести со значениями для статического поля  $E_{cr0}(p)$ , определяемого условием

$$v_i[T(p, E_{0cr})] - v_a[T(p, E_{0cr})] = 0. \quad (5)$$

Изложенный метод был использован для расчета зависимости  $E_{mcr}(p)$  для воздуха. Зависимости характерных времен  $\tau_{tr}(T)$  и  $\tau_{rel}(T)$ , частот ионизации электронным ударом  $v_i(T)$  и диссоциативного прилипания  $v_a(T)$  были рассчитаны по известным сечениям в зависимости от электронной температуры в предположении максвелловского распределения электронов по энергии.

Полученные зависимости позволили определить для статического поля:

— критическое значение электронной температуры в воздухе, не зависящее от давления газа

$$T_{cr0} = 2.34 \text{ eV}; \quad (6)$$

— критическое значение электрического поля, пропорциональное давлению при комнатной температуре,

$$E_{0cr} = 33p \text{ V/cm};$$

— отношение времен релаксации и транспортных столкновений

$$\delta \equiv \frac{\tau_{rel}(T_{cr0})}{\tau_{tr}(T_{cr0})} \approx 0.03. \quad (8)$$

Рассчитанные величины (6) и (8) вполне удовлетворительно совпадают с известными экспериментальными и расчетными данными [7]. Формула (7) хорошо согласуется с результатами последних расчетных исследований [8].

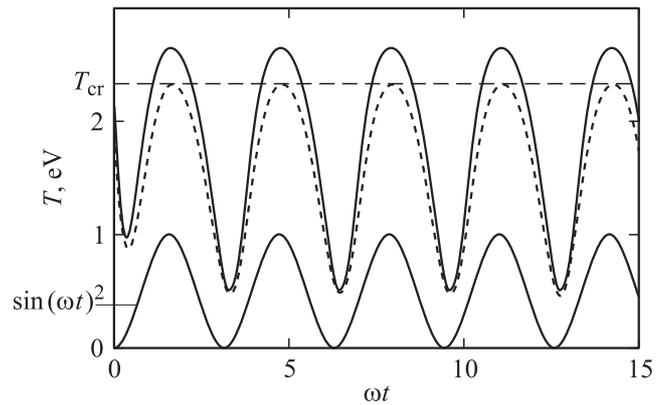


Рис. 1. Пульсация температуры электронов при давлении воздуха 760 Торг в электрическом СВЧ-поле,  $\lambda = 8.9$  см.  $E_m = E_{cr}$  — пунктирная линия,  $E_m = 1.2E_{cr}$  — сплошная линия.

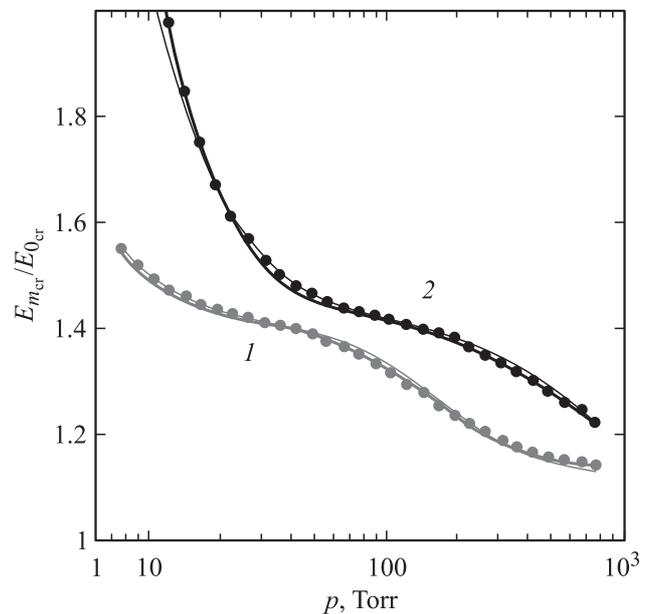


Рис. 2. Нормированное критическое значение амплитуды электрического СВЧ-поля в зависимости от давления воздуха: 1 —  $\lambda = 8.9$ , 2 — 2.5 см. Расчет — точки, формула (9) с учетом (13) — сплошные линии.

Численное решение системы (1)–(3) было проведено для воздуха с использованием рассчитанных зависимостей  $\tau_{tr}(T)$ ,  $\tau_{rel}(T)$ ,  $v_i(T)$  и  $v_a(T)$ . Расчеты показали, что при высоком давлении температура электронов пульсирует с большой амплитудой. Изменение во времени температуры электронов при давлении воздуха 760 Торг в электрическом СВЧ-поле ( $\lambda = 8.9$  см) с амплитудой, близкой к критической, показано на рис. 1.

На рис. 2 приведены рассчитанные описанным выше способом зависимости нормированной критической амплитуды поля от давления для длин волн 8.9 и 2.5 см.

Вид зависимостей на рис. 2 можно получить, анализируя систему (2), (3) в упрощающих предположениях.

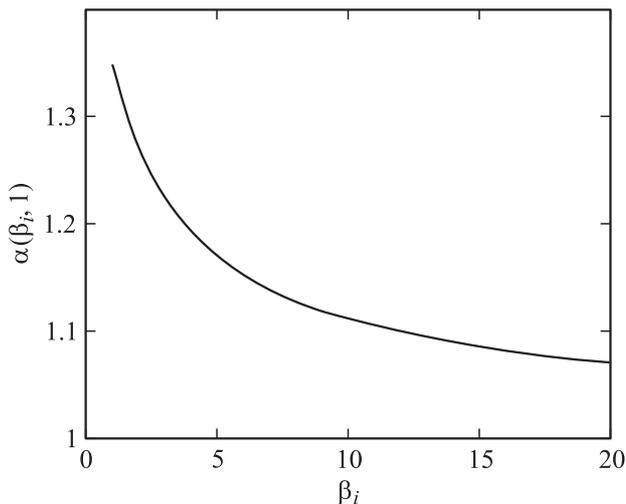


Рис. 3. График функции  $\alpha(\beta_i, 1)$ .

Зависимость критической амплитуды электрического СВЧ-поля удовлетворительно описывается приближенной формулой

$$E_{m_{cr}} = E_{cr0} \sqrt{\frac{a(\beta_i, \beta_a)^2 + 2(\omega\tau_{rel})^2}{1 + (\omega\tau_{rel})^2}} [1 + (\omega\tau_{tr})^2]. \quad (9)$$

Параметры  $\beta_i$  и  $\beta_a$  характеризуют крутизну зависимости частоты ионизации или прилипания от электронной температуры при критической температуре электронов

$$\beta_{i,a} = \left. \frac{d \ln(v_{i,a}(T))}{d \ln(T)} \right|_{T=T_{cr0}}. \quad (10)$$

Функция  $a(\beta_i, \beta_a)$  есть решение уравнения

$$\int_0^{2\pi} [(\alpha |\cos(x)|)^{\beta_i} - (\alpha |\cos(x)|)^{\beta_a}] dx = 0. \quad (11)$$

График функции  $\alpha(\beta_i, 1)$  представлен на рис. 3. В предельных случаях критическая амплитуда стремится к значениям

$$\frac{E_{m_{cr}}}{E_{cr0}} \rightarrow \begin{cases} \sqrt{2(1 + (\omega\tau_{tr})^2)}, & (\omega\tau_{rel})^2 \gg 1, \\ \alpha(\beta_i, \beta_a), & (\omega\tau_{rel})^2 \ll 1. \end{cases} \quad (12)$$

Режим  $(\omega\tau_{rel})^2 \gg 1$  полностью соответствует теории, развитой в [3]. С ростом давления происходит переход к режиму пульсирующей электронной температуры, сопровождаемый уменьшением критической плотности потока энергии почти в 2 раза по сравнению с теорией [3], не учитывающей этот фактор.

Формула (9) может быть рекомендована для оценки критической амплитуды СВЧ-поля для любого электроотрицательного газа или смеси с его содержанием. При высоком давлении критическая амплитуда практически совпадает с порогом пробоя.

Для воздуха  $\beta_i \approx 5.34$  [9],  $\beta_a \approx 1$ ,  $a = 1.164$ .

Оценка (9) совместно с аппроксимациями характерных значений времени транспортных столкновений и времени релаксации энергии электронов

$$\tau_{tr}[s] \approx \frac{1.6 \cdot 10^{-10}}{P_{[Torr]}}, \quad (13)$$

$$\tau_{rel} \approx \frac{\tau_{tr}}{\delta}$$

сопоставляется с результатами численного расчета на рис. 2. Можно видеть хорошее согласие оценки (9) с данными моделирования.

Переход к режиму пульсирующей температуры электронов происходит при условии  $\omega\tau_{rel} = 1$ , что для воздуха с учетом (13) соответствует условию

$$p\lambda[\text{Torr} \cdot \text{cm}] \approx 1000. \quad (14)$$

Полученный результат физически прозрачен и не требует пояснений. Было важно выяснить, при каком давлении, как и насколько резко происходит смена эффективного значения на амплитудное. Формула (9) дает возможность оперативной оценки критической амплитуды, при которой происходит пробой в электроотрицательных смесях при появлении свободного электрона в непрерывном однородном СВЧ-поле.

Продолжение феноменологической теории порога электрического пробоя газа в СВЧ-излучении в область высокого давления актуально не только для понимания физики пробоя при высоком давлении, но и для различных технологических применений. Надежное знание точного значения порога пробоя важно для многих приложений (раскрыты антенн, излучатели и элементы трактов мощных СВЧ-устройств, эксперименты с безэлектродными разрядами при высоком давлении, метод измерения распределения поля по пробую в присутствии малого пробного тела [10] и т. д.).

## Список литературы

- [1] *Rose D.J., Brown S.C.* Journ. Appl. Phys. 1957. Vol. 28. P. 561.
- [2] *Brown S.C.* Basic Data of Plasma Physics, Cambridge, Mass., 1959.
- [3] *Mac Donald A.D.* Microwave Breakdown in Gases. N.Y., 1965.
- [4] *Gould L., Roberts L.W.* // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27. P. 1162.
- [5] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука. 1987.
- [6] *Гинзбург В.Л., Гуревич А.В.* // УФН. 1960. Т. 70. № 2. С. 201–218.
- [7] *Елецкий А.В., Галкина Л.А., Смирнов Б.М.* Явления переноса в слабоионизованной плазме. М.: Атомиздат, 1975.
- [8] *Саранин В.А.* // УФН. 2002. Т. 172, № 17, С. 1449.
- [9] *Maughan J.T.* // J. Appl. Phys. 1971, Vol. 42. P. 5362–5368.
- [10] *Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В., Цыпленков В.В.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. Вып. 3. С. 411–415.