

04;09

ДИФФУЗНЫЙ ЭТАП РАЗВИТИЯ БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО СВЧ РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ

© Л.П.Грачев, И.И.Есаков, Г.И.Мишин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 6 июля 1995 г.)

Приведены результаты эксперимента по исследованию начальной стадии развития воздушного диффузного СВЧ разряда, инициированного одиночным электроном, в фокусе бегущей квазиоптической электромагнитной волны с уровнем электрического поля, близким к пробойному. Показано, что его динамика определяется взаимным влиянием электронной концентрации и поля в плазме. На основе анализа опытных данных уточняется и сравнивается с расчетной величина частоты прилипания электронов в воздушной плазме, значения которой у различных исследователей отличаются на два порядка.

Введение

Безэлектродный СВЧ разряд в воздухе при давлениях p в десятки Тор и круговой частоте электромагнитного (ЭМ) поля ω , существенно меньшей частоты столкновений плазменных электронов с молекулами ν_c , на начальном этапе развития является диффузным [1,2]. На этом фоне происходит дальнейшее усложнение конфигурации разряда, вплоть до зарождения его стримерной структуры, что и определяет важность знания количественных характеристик разряда на диффузном этапе развития. Диффузный разряд — это ионизационно-полевой процесс. Его свойства есть результат самосогласованной эволюции распределения электронной концентрации n_e и электромагнитного (ЭМ) поля. Описывающая его задача существенно нелинейна. В ней само существование плазмы невозможно в отсутствие поля. В настоящее время адекватная трехмерная модель этого процесса отсутствует, хотя в двумерной постановке для некоторых конкретных условий она решена [3-5].

В настоящей работе приводятся результаты экспериментов по исследованию пространственно-временных характеристик диффузного этапа СВЧ разряда в воздухе в фокусе бегущей ЭМ волны. Использование излучения со сравнительно большой длиной волны λ позво-

дано повысить пространственное разрешение при измерении характерных размеров разрядной области. Реализация в опытах уровня исходной (без разряда) амплитуды электрической компоненты СВЧ поля E_0 , близкой к критической E_k (при $E = E_k$ частота ионизации молекул воздуха электронным ударом ν_i ; равна частоте прилипания электронов ν_a), позволило растянуть во времени t ход развития разряда и, следовательно, повысить точность измерения его временных параметров. Близость E_0 и E_k в условиях эксперимента существенно ограничивала размер области, где выполнялись пробойные условия. В результате при фоновом начальном уровне предыонизации воздуха место пробоя достаточно точно привязывалось к геометрическому фокусу, что упрощало диагностику, а сам пробой, как правило, инициировался одиночным электроном, что упрощало его математическую трактовку. Полученные в опытах данные могут быть использованы в качестве сопоставления при построении трехмерной модели этого типа разряда.

В работе приводится сводка данных, характеризующих основные электронные процессы в воздушной плазме при $E_0 \simeq E_k$. Выполненный в ней анализ опытных результатов позволил сузить диапазон неопределенности величины ν_a (ее значения у различных исследователей отличаются почти на два порядка).

Условия эксперимента

В экспериментах импульсное с прямоугольной огибающей линейно поляризованное ТЕМ-излучение с $\lambda = 8.5$ см фокусировалось в "безэховой" камере [6,7]. В области фокуса в плоскости, перпендикулярной вектору Пойнтинга Π , распределение поля можно аппроксимировать зависимостью $E_0 \exp[-(x/x_0)^2 - (y/y_0)^2]$, где x и y отсчитываются от фокуса по соответствующим взаимно перпендикулярным осям, причем ось X направлена по E_0 , $x_0 = 5.2$ см и $y_0 = 2.5$ см. Вдоль Π поле по уровню 0.95 однородно на длине 2.5 см.

Длительность СВЧ импульсов t_n можно было менять в диапазоне от 4 до 40 мкс, устанавливая с точностью 1 мкс. Эта точность определялась длительностью и нестабильностью фронтов импульса. Паузы между импульсами были не менее 1 мин. В камере устанавливалось $p = 20 \pm 0.75$ Тор.

В опытах E_0 по возможности приближалась к $E_{\text{проб}}$. Для этого первоначально в фокус помещался свинцовый шарик диаметром 2.5 мм, который освещался ультрафиолетовым излучением, обеспечивающим наличие на его поверхности фотоэмиссионных электронов, необходимых для инициации разряда. В последовательных импульсах E_0 плавно увеличивалось от значений, при которых пробой не происходил, до порога пробоя. В этом случае в соответствии с [7] для данных p и диаметра шарика амплитуда порогового поля $E_0 = 0.867 E_k$. Затем шар удалялся, E_0 увеличивалась в 1.15 раз и безэлектродный разряд реализовывался с этим зафиксированным E_0 . Полученный по изложенной схеме коэффициент превышения поля $\xi = E_0/E_k$ с учетом точности относительных измерений E_0 можно оценить лежащим в диапазоне $1 < \xi_0 \leq 1.05$.

Разряд фотографировался с временем экспозиции, бóльшим времени разряда t_p . На нижеприведенных фотографиях E_0 вертикален, а Π

направлен справа налево. На них указаны геометрический масштаб и возможный диапазон значений t_p .

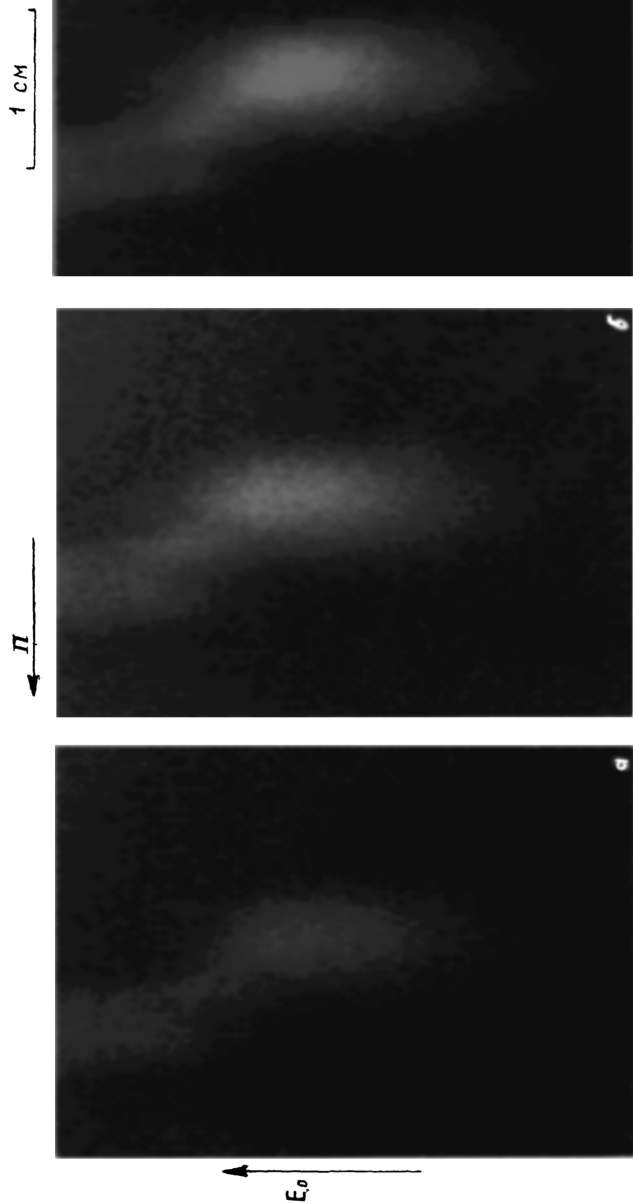
Границы этого диапазона $t_{p \max}$ и $t_{p \min}$ определялись из следующих соображений. Из-за редкости появления фоновых иницирующих разряд электронов в области, где $E_0 \geq E_{\text{проб}}$, пробой в каждом конкретном импульсе мог и не быть, а при его наличии t_p не совпадало с t_n . В связи с этим при фиксированном t_n опыт выполнялся несколько раз (до пяти пробоев) и отбиралась фотография с наиболее развитой структурой разряда. Для нее полагалось $t_{p \max} = t_n$. Отметим, что редкость рождения фоновых электронов делала наиболее вероятной инициацию разряда всего одним электроном. В установке предусматривался контроль "рассеянного" поля. Его величина, хотя и была относительно малой, но при уровне основного поля, измеряемого в сотни В/см, была достаточна для регистрации. При этом на осциллографе без разряда фиксировалась прямоугольная огибающая СВЧ импульса, а при наличии разряда на его вершине наблюдалось "характерное" искажение [8]. Его длительность для отобранной фотографии принималась за $t_{p \min}$, так как такая система регистрации могла не "чувствовать" начальный этап разряда с малой n_e .

В ходе опытов разрядная область зондировалась вдоль оси Y непрерывным микроволновым излучением с $\lambda = 1$ см. Измерялось его затухание при распространении через плазму, что позволяло рассчитывать среднее по ее объему значение \bar{n}_e . Размеры апертур излучающей и приемной антенн были равны 0.7×0.7 см.

Результаты наблюдений

На рисунке, *a-v* приведены разряды при $t_{p \max} = 8, 9$ и 14 мкс и $t_{p \min} = 4, 6$ и 12 мкс соответственно (на изображениях вверху слева паразитный блик). На них видно, что это типично диффузное образование, которое постепенно разрастается с некоторым преимуществом вдоль E_0 . В дальнейшем для каждой фотографии будем считать за "реальное" t_p величину $(t_{p \max} + t_{p \min})/2$. В этом предположении из рисунка, *a* следует, что за первые $t_{p1} = 6$ мкс плазмоид стал иметь толщину, т.е. размер в экваториальной области, где ограничивающая его поверхность параллельна E_0 , равную $2a = 0.9$ см. Таким образом, на начальном отрезке времени от $t_p = 0$ до t_{p1} средняя скорость движения светящейся границы разряда в экваториальной области $v_0 = a/t_{p1} = 7.5 \cdot 10^4$ см/с. Отметим, что измерение размера $2a$ по "различимой" границе разряда имеет значительный допуск. Это прежде всего объясняется плавным уменьшением яркости плазмоида от центральной области к периферии и нерезкостью границы, особенно на начальном этапе. Из рисунка, *b* следует, что к $t_{p2} = 7.5$ мкс размер $2a$ увеличивался до 1.1 см. Следовательно, на этом временном этапе $v_0 = 6.7 \cdot 10^4$ см/с, что всего на 10% меньше оцененной выше v_0 . И наконец, при больших временах, как следует из сравнения рисунка, *b* и *v*, $2a$ перестает расти, оставаясь и к $t_{p3} = 13$ мкс равным 1.1 см. При $t_p > t_{p2}$ только увеличивается яркость свечения внутренней области плазмоида. Оно приобретает более "столообразный" характер.

На рисунке также можно измерить размеры плазмоида вдоль E_0 к соответствующим временам: $2L = 2.25, 2.7$ и 3 см.



Безэлектродный СВЧ разряд в воздухе при 20 Тор.
 t_p , мкс: а — 4-8, б — 6-9, в — 12-14.

Осциллограмма зондирующего разряда микроволнового сигнала при относительно больших t_p была аналогичной осциллограмме, приведенной в [1] при 20 Тор. В процессе разряда амплитуда принимаемого сигнала за несколько мкс почти линейно падала, а затем оставалась практически неизменной до окончания СВЧ импульса. Измеренное максимальное затухание сигнала было равно 0.92. В соответствии с моделью плоского не отражающего плазменного слоя толщиной $2a = 1.1$ см с однородной по объему электронной концентрацией это затухание соответствует $\bar{n}_e = 3.5 \cdot 10^{11}$ 1/см³. Оно практически совпало с аналогичной величиной, измеренной в [1].

Обсуждение

Обеспеченная в эксперименте близость E_0 к E_k позволяет при анализе свойств разряда исходить из простейших уравнений для электронного баланса в плазме и медленно меняющейся (в масштабе $1/\omega$) комплексной амплитуде поля $E(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t)$ в ней

$$\partial n_e / \partial t = (\nu_i - \nu_a) n_e + D \nabla^2 n_e - \alpha_r n_e^2, \quad (1)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla [(E \nabla \epsilon) / \epsilon] + k^2 \epsilon \mathbf{E} = 0. \quad (2)$$

Здесь D — коэффициент диффузии (ее характер будет определен ниже); α_r — коэффициент рекомбинации электронов; $\epsilon = 1 - in_e/n_{e0}$ (при $\nu_c \gg \omega$); $n_{e0} = (\epsilon_0 m_e / q_e^2) \nu_c \omega$; $\epsilon_0 = 10^{-9} / (36\pi)$ Ф/м; m_e, q_e — масса и заряд электронов; $k = \omega/c$, c — скорость света. Близость E к E_k позволяет в (1) считать зависящей от E только ν_i , а остальные коэффициенты, а также ν_c считать постоянными. При этом же условия конкретные значения коэффициентов $\nu_c, \nu_a, D, \alpha_r$ и $\nu_i(E)$ можно рассчитать из простых соотношений. Так, в [9,10] зависимость $\nu_i(E)$ аппроксимируется выражением

$$\nu_i = \nu_a (E/E_k)^{5.34} \equiv \nu_a \xi^{5.34}, \quad (3)$$

где

$$E_k = 1.2 \cdot 10^{-15} n = 40p; \text{ В/см.} \quad (4)$$

Здесь и в дальнейшем в аналогичных выражениях p имеет размерность Тор, а концентрация молекул n — 1/см³ и используется справедливая при температуре газа в 20°C связь $n = 3.3 \cdot 10^{16} p$. В однородном поле при относительно большой длительности разряда t_p E_k совпадает с полем пробоя $E_{\text{проб}}$. Например, для атмосферы (4) дает известную величину $E_{\text{проб}} \simeq 30$ кВ/см. Аппроксимация (3) подтверждена экспериментально (см., например, [11]) и обычно не вызывает возражений [12].

При $E \simeq E_k$

$$\nu_c = 1.2 \cdot 10^7 n = 4 \cdot 10^9 p; \text{ 1/с} \quad (5)$$

Здесь разброс значений численного коэффициента, используемого различными исследователями, не превышает 20%. При этих же условиях

$$\alpha_r = 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с.} \quad (6)$$

Значения D лежат между двумя крайними величинами D_e и D_a . На начальном этапе разряда при малых n_e , когда размер плазменного образования r меньше дебаевского

$$r_d = \sqrt{qU_e/[2m_e(n_e/n_{e0})\nu_c\omega]} \quad (7)$$

(здесь при $E/n \simeq E_k/n$, $U_e \simeq 2$ В [13]), диффузия электронов имеет свободный характер и $D = D_e$. В [11,13] при рассмотрении условий пробоя используется следующее его значение:

$$D_e = 1.8 \cdot 10^{22}/n = 5.4 \cdot 10^5/p; \text{ см}^2/\text{с}. \quad (8)$$

При $r \gg r_d$ диффузия является амбиполярной и в [9-11] дается следующая формула для D_a :

$$D_a = 4.5 \cdot 10^{20}n = 1.4 \cdot 10^4/p; \text{ см}^2/\text{с}. \quad (9)$$

Из входящих в (1) констант менее всего определена ν_a . Так, в экспериментах, описанных в [11,14], получено выражение $\nu_a = 2 \cdot 10^4 p; 1/\text{с}$. Из этих работ его заимствуют и авторы [12]. Из работы [13] ν_a можно оценить в $8.5 \cdot 10^4 p$, из [10] — $1.3 \cdot 10^5 p$, из [8] — $3 \cdot 10^5 p$. И наконец, в соответствии с [15] $\nu_a = 5.7 \cdot 10^5 p$.

В [7] представлены результаты опытов по пробое воздуха в СВЧ волне в присутствии шара. Полученные в них экспериментальные точки "ложатся" на теоретическую зависимость, рассчитанную с использованием заимствованного из [11,14] значения $\nu_a = 2 \cdot 10^4 p$. Отметим, однако, что в [7] измеряемая величина зависит от ν_a не напрямую, а через так называемую диффузионную длину прилипания $L_a = \sqrt{D/\nu_a}$, т.е. по существу эксперимент определил величину $L_a = 0.87/p[\text{Тор}]$ (см. в конкретной опытной постановке). Для ее объяснения с малым ν_a пришлось, привлекая дополнительные соображения, принимать $D = D_a$. В процессе пробоя, когда n_e мала, это предположение выглядит не совсем убедительным. Замена же в выражениях для L_a коэффициента диффузии D_a на D_e требует увеличения ν_a до величины в $7.1 \cdot 10^5 p$.

Таким образом, из приведенных данных видно, что разброс значений ν_a у различных исследователей превышает два порядка. Попробуем из данных, полученных в описываемом эксперименте, так же оценить величину ν_a . Для этого проанализируем уравнения (1) и (2) при некоторых частных предположениях.

Уравнение (1) в приближении заданного поля без учета релаксации и при инициации разряда одиночным электроном имеет решение

$$n_e = (1/4\pi Dt)^{3/2} \exp[-r^2/(4Dt) + \nu_a(\xi_0^{5.34} - 1)t], \quad (10)$$

где r — длина радиуса вектора.

Из него следует, что граница ионизации с фиксированным n_e движется со скоростью

$$v_0 = 2\sqrt{D\nu_a(\xi_0^{5.34} - 1)}. \quad (11)$$

$\nu_a, \text{с}^{-1}$	$\xi = E_0/E_k$		n_e/n_{e0}		$v_e, \text{см/с}$		$\frac{\bar{n}_e}{n_{e0}}$	$v_e \text{ эксп, см/с}$
	D_a	D_e	D_a	D_e	D_a	D_e		
$2 \cdot 10^4_p [2]$	1.515	1.585	6.8	7.5	$9.6 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^6$	0.64	$7.5 \cdot 10^4$
$8.5 \cdot 10^4_p [8]$	1.22	1.263	4.1	4.6	$9.5 \cdot 10^4$	$1.16 \cdot 10^6$		
$1.3 \cdot 10^5_p [7]$	1.162	1.195	3.4	4	$9.5 \cdot 10^4$	$1.15 \cdot 10^6$		
$3 \cdot 10^5_p [10]$	1.085	1.103	2.6	3	$9.5 \cdot 10^4$	$1.15 \cdot 10^6$		
$5.7 \cdot 10^5_p [11]$	1.0465	1.059	1.8	2.1	$9.4 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^6$		
$7.1 \cdot 10^5_p [9]$	1.0337	1.0411	1.6	1.8	$9.3 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^6$		

В свою очередь (2) в квазистатичном (L и $a \ll 1/k$) приближении дает решение для внутреннего и внешнего поля плазменного эллипсоида с полуосями a и L , причем $2L$ параллельна E_0 при однородной, неизменной и "не слишком большой" n_e . Так, поле внутри эллипсоида однородно и равно

$$E_{in} = E_0 / \sqrt{1 + (n_x n_e / n_{e0})^2}, \quad (12)$$

где коэффициент формы n_x , приведенный, например, в [16], для значений $1 \leq L/a \leq 3$ может быть аппроксимирован выражением

$$n_x \approx (1/9) \cdot (4 - L/a). \quad (13)$$

Внешнее поле на полюсах плазмоида

$$E_{ext} = E_0 \sqrt{[1 + (n_e/n_{e0})^2] / [1 + (n_x n_e/n_{e0})^2]}, \quad (14)$$

а внешнее поле на его экваторе совпадает с E_{in} .

Из (12) следует, что с ростом n_e величина E_{in} падает. Очевидно, что и у реального плазмоида, описываемого системой (1), (2), рост n_e в центральных областях приведет к падению E_{in} , которое в свою очередь обуславливает уменьшение v_e . Если в (11) под ξ_0 понимать отношение E_{in}/E_k , то, очевидно, что при $\xi_0 = 1$ v_e вообще станет равной нулю. Это явление, т. е. остановку границы ионизации в экваториальной области эллипсоида, и фиксируется в эксперименте к t_{p2} .

Из (14) следует, что с ростом n_e величина E_{ext} увеличивается, а следовательно, в соответствии с (11) скорость движения границы разряда на полюсах будет также увеличиваться. Очевидно, что с этим и связана вытянутость плазмоида по E_0 . Отметим, что максимальный размер $2L$ в рамках квазистатических приближений оценен быть не может. В экспериментах он близок к $\lambda/2$, что, очевидно [2], является неслучайным.

Используем экспериментальный факт остановки границы ионизации в экваториальной области плазмоида как менее подверженного различным методическим неточностям измерений для оценки ν_a . Будем считать, что при $t_p \leq t_{p2}$ справедлива формула (12) и, положив в ней $E_{in} = E_k$, получим связь $\xi_0 = E_0/E_k$ с $n_e(t_{p2})$. В качестве второго уравнения, связывающего $n_e(t_{p2})$ с ξ_0 , примем выражение (10), положив в нем $r = 0$. Решение этих уравнений при $D = D_a$ и D_e , $t_{p2} = 7.5 \text{ мкс}$ и ν_a , перечисленных выше, сведены в таблицу.

Проанализируем приведенные в таблице данные. Обращает на себя внимание, что цифры, полученные из достаточно грубой модели разряда, тем не менее близки аналогичным величинам, оцененным из опыта. Из них видно, что с ростом ν_a требуемое превышение поля ξ_0 , задающее такой темп ионизации, при котором к t_p , t_{p2} в плазме нарабатывалось бы n_e , обеспечивающая уменьшение E_{in} до E_k , падает. При этом падает и требуемое для этого отношение n_e/n_{e0} . Расчетные значения ξ_0 и n_e/n_{e0} слабо зависят от величины D даже при крайних ее значениях, равных D_e и D_a , т.е. заранее неясный в опытах характер диффузии зарядов в разрядной плазме практически не скажется на окончательных выводах по оценке ν_a . Расчетные ξ_0 начинают не превышать экспериментальный допуск на эту величину ($\xi_0 \leq 1.05$) при $\nu_a > 5.7 \cdot 10^5 p$. Более того, расчетные n_e/n_{e0} приближаются к экспериментально оцененному значению n_e/n_{e0} только при максимальном ν_a (в условиях опытов $n_{e0} = 5.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$). Таким образом, приведенные данные при их совместной трактовке с результатами работы [7] (напомним, что в ней логичная замена D_a на D_e требует использования значения $\nu_a = 7.1 \cdot 10^5 p$) показывают, что наиболее вероятные значения ν_a находятся в районе, близком $10^6 p$. Диапазон же $10^4 p$ существенно не удовлетворяет опытным условиям.

Из таблицы видно, что рассчитанные по (11) значения ν_a практически не зависят от ν_a при конкретном D , но при $D = D_a$ они всего на 20% выше опытных, а при $D = D_e$ существенно выше. Этот результат свидетельствует, что в условиях эксперимента основные пространственно-временные параметры разряда определяются именно амбиполярной диффузией носителей заряда. Об этом же говорит и сравнение опытного r_d с $2a(t_{p2})$. Действительно, из (7) при $n_e/n_{e0} = 0.64$ $r_d = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ см} \ll 2a$.

Использование (12) подразумевало, что "насыщение" n_e в разряде связано с падением E_{in} и не учитывало рекомбинацию. Из (1) видно, что в приближении заданного поля так называемый рекомбинационный предел роста электронной концентрации $n_{er} = \nu_a(\xi_0^{5.34} - 1)/\alpha_r$. При табличных значениях ν_a и ξ_0 , $n_{er} = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \gg \bar{n}_e$ рекомбинацию действительно можно не учитывать. Независимость максимальной n_e в разряде от α_r отмечалась, например, в [17].

Использование (12) подразумевает также "относительную малость" n_e , т.е. малость размера $2a$ по сравнению с толщиной скин-слоя δ . В эксперименте при $n_e = \bar{n}_e$ $\delta \simeq 14 \text{ см}$, а при $t < t_{p2}$ $2a \leq 1.1 \text{ см}$, и в этом смысле условие малости n_e можно считать выполненным.

Заключение

Таким образом, экспериментально исследовано развитие диффузно-безэлектродного СВЧ разряда инициированного единичным электроном в воздухе при давлении 20 Тор в фокусе квазиоптического линейно поляризованного электромагнитного пучка с длиной волны 8.5 см и уровнем поля, близким к критическому. Приведенные в работе опытные данные могут быть использованы в качестве сопоставления при построении самосогласованной модели пространственно-временной эволюции концентрации электронов разрядной плазмы и СВЧ поля, ответственного за ее наработку.

Анализ экспериментальных данных, проведенный при определенных упрощающих предположениях, показал, что при значениях поля, близких к критическому, частоту прилипания электронов в воздушной разрядной плазме можно оценить величиной, близкой к $10^6 p (\text{с}^{-1})$. С учетом работы [6] наиболее вероятное ее значение можно рассчитать по формуле $\nu_a = 7 \cdot 10^5 p (\text{с}^{-1})$. В то же время этот вывод далек от категоричности. В настоящей работе не раскрываются причины существенного разброса значений ν_a , полученных и используемых различными исследователями. Она лишь пополняет сведения в этом направлении в конкретной экспериментальной постановке.

Список литературы

- [1] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Федотов А.Б. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 149–154.
- [2] Визгарев А.Л., Горбачев А.М., Ким А.В., Коляско А.Л. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 8. С. 1064–1075.
- [3] Боколишвили И.Б., Ким А.В., Малинецкий Г.Г., Петросян А.С. Препринт ИПМ АН СССР. № 155. М., 1989.
- [4] Безменов Н.В., Русанов В.В., Силаков В.П. Препринт ИПМ АН СССР. № 129. М., 1991.
- [5] Веденин П.В., Розанов Н.Е. // ЖЭТФ. 1994. Т.105. Вып. 4. С. 868–880.
- [6] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 1. С. 74.
- [7] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев Н.В., Цыпленков В.В. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. Вып. 3. С. 411.
- [8] Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 415 с.
- [9] Mayhan I.T., Fante R.L., O'Keefe R. et al. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. Appl. 13. P. 5362.
- [10] Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милиз Г.М. Искусственная ионизированная область в атмосфере. М., 1986. 184 с.
- [11] Лупан А.Ю. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 11. С. 2326.
- [12] Гильденбург В.Б., Ким А.В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 4. С. 904.
- [13] Мак-Дональд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969. 206 с.
- [14] Scharfman W.E., Taylor W.C., Morita T. // IEEE Trans. 1964. AP. 12. Vol. 6. P. 709.
- [15] Capitelli M., Colonna G., Gorse C. et al. // Proc. of XX Intern. Conf. of Phenomena in Ionized Gases. Italy, 1991. Invited Papers.
- [16] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: ГИФМЛ, 1959. 532 с.
- [17] Прокопов А.В., Боев А.Г., Моторненко А.П. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 11. С. 2250.