

5. Осипов А. И., Панченко В. Я. Тепловые эффекты при взаимодействии лазерного излучения с молекулярными газами.— М.: Изд-во МГУ, 1983.
6. Левин В. А., Сорокин А. А., Старик А. М. О тепловых эффектах при поглощении излучения CO₂-лазера парами воды.— Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 3.
7. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.— М.: Наука, 1980.
8. Ипполитов И. И. Поглощение излучения лазера на смеси CO₂ — N₂ в атмосфере.— Оптика и спектроскопия, 1969, т. 27, вып. 3.
9. Propagation laser beam in atmosphere/Ed. by J. W. Strohmann. Berlin: Springer, 1978.
10. Eng R. S., Mantz A. W. Tunable diode laser measurement of water vapor continuum and water vapor absorption line shape with 10 mkm atmospheric transmission window region.— In: Atmospheric water vapor/Ed. by A. Deepak. N. Y.: Pergamon Press, 1980.
11. Bass H. E., Keeton R. G., Williams D. Vibrational and rotational relaxation in mixtures of water vapor and oxygen.— J. Acoust. Soc. Amer., 1976, v. 60, N 1.
12. Whitson M. E., McNeal R. J. Temperature dependence of the quenching of vibrationally excited N₂ by NO and H₂O.— J. Chem. Phys., 1977, v. 66, p. 2696.
13. Чемберлен Дж. Теория планетных атмосфер.— М.: Мир, 1981.

Поступила 4/XI 1985 г.

УДК 537.523.74

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В НОРМАЛЬНОМ РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

Г. Г. Гладуш, А. А. Самохин
(Москва)

Высокочастотный (ВЧ) тлеющий разряд в сильноточной форме отличается от разряда постоянного тока значительным уменьшением роли прианодной области в генерации плазмы [1] и тем самым большей устойчивостью [2]. В разряде постоянного тока прианодная вольт-амперная характеристика (ВАХ) является падающей [3], что обуславливает электродинамическую неустойчивость плазменного столба и приводит к его контрагированию за времена, много меньшие тепловых [4]. Характерно, что проводимость в объеме разряда постоянного тока при средних давлениях обусловлена дрейфом ионов из прианодной области. В высокочастотном разряде распределение плазмы симметрично относительно середины межэлектродного зазора и приэлектродные зоны пространственного заряда отделены от объема узкими зонами с высокой проводимостью. В этих условиях наряду с объемными процессами ионизации заметный вклад в поддержание проводимости может давать амбиполярная диффузия и дрейф плазмы из-за нарушения квазинейтральности [5, 6]. В целях изучения устойчивости плазменного столба высокочастотного разряда представляет интерес найти вольт-амперную характеристику этой части разряда в условиях сильной продольной неоднородности и малых значений E/p . В связи с наблюдаемой на эксперименте слабобочной формой разряда [1, 2], характеризующейся собственным значением нормальной плотности тока и не имеющей корректного теоретического описания, повышается интерес к свойствам высокочастотного разряда, обусловленным приэлектродными явлениями. В частности, существует необходимость теоретического подтверждения близких свойств разряда постоянного тока и сильноточной формы ВЧ-разряда в режиме нормальной плотности тока. В данной работе излагаются результаты численного расчета ВЧ-разряда в азоте с учетом эффектов пространственного заряда в рамках двумерной модели и вычисляется ВАХ плазменного столба с диффузионно-дрейфовым механизмом поддержания проводимости.

Постановка задачи. Численно исследовался разряд, горящий в азоте при давлении $p = 666,6$ Па между двумя плоскими электродами, включенными в цепь с сопротивлением $R = 250$ кОм и источником переменного напряжения

$$\mathcal{E} = \tilde{\mathcal{E}}_m \sin \omega t, \quad \mathcal{E}_m = 700 \text{ В}, \quad \omega = 2\pi \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Расстояние между электродами принималось равным $L = 1$ см, поперечные размеры камеры L и $2L$, причем вдоль меньшего размера (ось z) разряд считался однородным. Учитывались прямая ионизация, рекомбинация, дрейф электронов и ионов в самосогласованном электрическом поле и γ -процессы на катоде. Относительно концентрации электронов n_e и ио-

нов n_i имеем уравнения [7]

$$(1) \quad \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \mathbf{j}_e = \alpha j_e - \beta n_e n_i, \quad \mathbf{j}_e = \mu_e n_e \nabla \varphi;$$

$$(2) \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \mathbf{j}_i = \alpha j_e - \beta n_e n_i, \quad \mathbf{j}_i = -\mu_i n_i \nabla \varphi,$$

где α — первый коэффициент Таунсенда для азота; $\beta = 2 \cdot 10^{-7}$ см³/с — коэффициент диссоциативной рекомбинации; $\mu_e = 0,88 \cdot 10^5$ см²/(В·с) и $\mu_i = 290$ см²/(В·с) — коэффициенты подвижностей электронов и ионов соответственно. Система (1), (2) дополняется краевыми условиями на катоде и на аноде:

$$(3) \quad (\mathbf{j}_e + \gamma \mathbf{j}_i)|_K = 0, \quad \mathbf{j}_i|_A = 0$$

(γ — коэффициент вторичной эмиссии электронов с катода). Распределение потенциала φ находится из уравнения Пуассона

$$(4) \quad \Delta \varphi = -\varepsilon_0 (n_i - n_e),$$

решаемого совместно с краевыми условиями на электродах ($x = 0$, $x = L$) и боковых границах камеры ($y = L$, $y = -L$)

$$(5) \quad \varphi(0, y) = 0, \quad \varphi(L, y) = U,$$

$$\int_{-L}^L \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{x=L} L dy = \varepsilon_0 Q, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{y=\pm L} = 0.$$

Здесь $\varepsilon_0 = 1,81 \cdot 10^{-6}$ В·см; U — напряжение на разряде; Q — количество избыточных ионов, накопившихся на верхнем электроде ($x = L$) в результате дисбаланса между током из плазмы и во внешней цепи. Величина Q удовлетворяет обыкновенному дифференциальному уравнению

$$(6) \quad \frac{dQ}{dt} = \frac{\mathcal{E} - U}{R} + \int_{-L}^L (j_i - j_e)|_{x=L} L dy.$$

Для иницирования разряда в начальный момент времени в объеме камеры располагалась квазинейтральная плазма с плотностью $\sim 10^8$ см⁻³, монотонно убывающей до нуля на боковых границах камеры; напряжение на конденсаторе в начальный момент полагалось равным нулю:

$$(7) \quad n_e = n_i = 10^8 \sin |\pi y / 2L|, \quad \varphi|_{t=0} = 0.$$

Приэлектродные модели слаботочной и сильноточной форм ВЧ-разряда. Прежде чем излагать решение задачи (1)–(7), обсудим соотношение между током смещения $j_{см} = \omega E / 4\pi$ и омическим током $j_{ом} = e \mu_i n_i E$ в прикатодном слое высокочастотного тлеющего разряда. В нулевом приближении по параметру $j_{ом} / j_{см}$ в [8] установлено, что нормальный режим горения слаботочного (емкостного) разряда может быть осуществлен при условии

$$(8) \quad \frac{\ln(1 + \gamma^{-1})}{\mu_i p A B} \frac{\omega}{p} \gg 0,5.$$

Мы выполним аналогичное рассмотрение в обратном предельном случае $j_{ом} / j_{см} \gg 1$, опираясь на теорию Энгеля и Штеенбека прикатодного скачка потенциала. Пусть характеристики прикатодного слоя в разряде переменного тока, горящего в режиме нормальной плотности тока, слабо отличаются от параметров разряда постоянного тока. Тогда для стандартной аппроксимации коэффициента ионизации $\alpha = A p \exp(-B p / E)$ получим

$$\frac{j_{см}}{j_{ом}} = 0,22 \frac{\ln(1 + \gamma^{-1})}{\mu_i p A B} \frac{\omega}{p}.$$

Следовательно, нормальный режим горения сильноточного (омического) разряда может быть реализован, если

$$(9) \quad \frac{\ln(1 + \gamma^{-1})}{\mu_i p AB} \frac{\omega}{p} \ll 5.$$

Из сказанного следует, что в зависимости от величины ω/p есть три типа приэлектродных ВАХ. Для маленьких частот, когда нарушается неравенство (8), существует только одна нормальная плотность тока, соответствующая омическому разряду, а в промежуточной области частот (8), (9) — два значения, одно из которых отвечает слаботочной форме разряда, другое — омической. Наконец, для больших частот, когда нарушается условие (9), имеется одно значение нормальной плотности тока, отвечающее слаботочному разряду. Только в области промежуточных частот (8), (9) переход из слаботочной стадии в сильноточную происходит скачком с резким изменением плотности тока на электроде.

Необходимо подчеркнуть, что одновременное выполнение двух сильных неравенств (8) и (9) затруднительно. Поэтому область промежуточных частот, в которой реализуются две нормальные плотности тока, соответствующие емкостному и омическому разрядам, очень узкая или вообще отсутствует. Это подтверждается сравнением величин нормальной плотности тока в емкостном разряде $j_0 = Bp\omega/8\pi\psi_1$ ($\psi_1 = 0,57$) [8] и в разряде постоянного тока $j_n = \mu_i p AB^2 p^2 / 6\pi \ln(1 + \gamma^{-1})$. Из (8), (9) вытекает, что в промежуточной области частот

$$0,6j_n \ll j_0 \ll 6j_n.$$

Левая часть данного соотношения противоречит теоретическим представлениям об увеличении омической составляющей и уменьшении емкостной составляющей при возрастании тока [8]. На практике также плотность тока сильноточного разряда более чем на порядок превышает плотность тока слаботочного разряда, поэтому трудно данные значения j_n и j_0 отождествить с плотностью тока этих двух форм разряда. Возможно, что согласие может быть достигнуто путем уточнения приэлектродных моделей и расширения области промежуточных частот. Заметим, что модификация теории должна быть значительной, так как на практике не обнаружено такого граничного значения ω/p , при превышении которого нормальный режим горения реализуется только в слаботочной (емкостной) форме разряда. Другой выход из создавшихся трудностей в том, что одна из двух форм разряда в нормальном режиме горения не сводится чисто к приэлектродным явлениям и связана с объемными процессами. Указания на роль объемных процессов существуют в виде критической зависимости от величины межэлектродного зазора L [1].

Выбранные значения ω и p для численного эксперимента таковы, что неравенство (8) нарушается и слаботочная форма разряда в нормальном режиме горения не реализуется. Здесь изучается омический разряд, причем выбранные условия таковы, что следует ожидать образования токовых пятен на электродах [4].

Результаты расчета. После включения конденсатора в цепь, спустя приблизительно три периода, устанавливается квазистационарный режим горения разряда — параметры плазмы слабо меняются от периода к периоду. С течением времени (за 50 мкс) амплитудное значение плотности тока на катоде в центре электрода j_K монотонно увеличивается от $\sim 1,8$ до $2,7$ мА/см², на аноде соответственно от 1,3 до $\sim 2,6$ мА/см² (рис. 1: изменение во времени амплитудных значений плотности тока на оси разряда на катоде j_K , на аноде j_A и полного тока I). В соответствии с проведенной оценкой токи смещения меньше омических и на электродах возникают токовые пятна (рис. 2: распределение тока (*a*) и напряженности поля (*b*) по поверхности катода и анода в момент максимального значения полного тока, $t = 49,86$ мкс). Распределение тока по поверхности катода аналогично наблюдавшемуся в разряде постоянного тока [4]. Однако до-

стигнутое значение j_K на момент времени $t = 50$ мкс в высокочастотном разряде превышает плотность тока в разряде постоянного тока $\sim 2,4$ мА/см². Более того, из временной зависимости (рис. 1) следует, что в дальнейшем плотность тока на электроде в переменном разряде может заметно превзойти нормальную плотность тока в стационарном разряде.

На квазистационарной стадии происходят уменьшение полного тока и непрерывный рост плотности тока и напряженности поля в объеме квазинейтральной плазмы (рис. 3: изменение во времени амплитудных значений плотности тока j и напряженности E в центре разряда). Амплитудное значение плотности тока увеличивается от 1,4 до 3,5 мА/см², а параметра E/p — от 0,075 до 0,13 В/(см·Па). В разряде постоянного тока в аналогичных условиях плотность тока в объеме увеличивается до 4 мА/см², однако напряженность поля в объеме оказывается заметно больше — $E/p = 0,23$ В/(см·Па) [4]. Такое различие обязано важной роли приодной области разряда постоянного тока в генерации ионов и поддержании проводимости в объеме. Как в разряде постоянного тока, так и в исследуемом случае происходит обужение токового канала в объеме: с течением времени сечение проводящего канала в объеме становится меньше, чем на катоде (рис. 4: уровни плотности ионов n_i (10^9 см⁻³), $t = 49,86$ мкс).

В квазистационарном режиме распределение плазмы на оси разряда симметрично относительно середины, плотность плазмы минимальна в центре камеры и монотонно увеличивается в направлении к электродам от $3 \cdot 10^9$ до $15 \cdot 10^9$ см⁻³. Образование плазмы около электродов обязано процессам ионизации в прикатодном слое, роль анода в генерации ионов пренебрежимо мала. Специального внимания заслуживает механизм образования проводимости в объеме квазинейтральной плазмы. Устанавливаемое амплитудное значение $E/p = 0,13$ В/(см·Па) недостаточно для ионизационного поддержания проводимости. Ионизационный механизм образования плазмы в объеме несовместим также с характером распределения плазмы и электрического поля (рис. 5: распределение ионов и электронов (а), плотности тока и напряженности поля (б) на оси разряда, $t = 49,86$ мкс): на электродах, где плотность плазмы максимальна, напряженность поля минимальна, и, наоборот, в центре камеры плотность плазмы минимальна, а напряженность максимальна. Анализ, проделан-

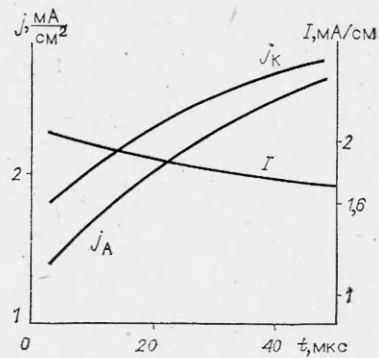


Рис. 1

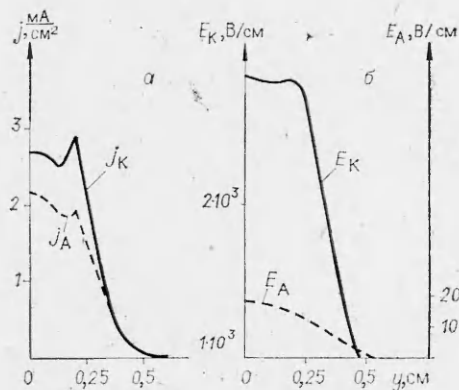
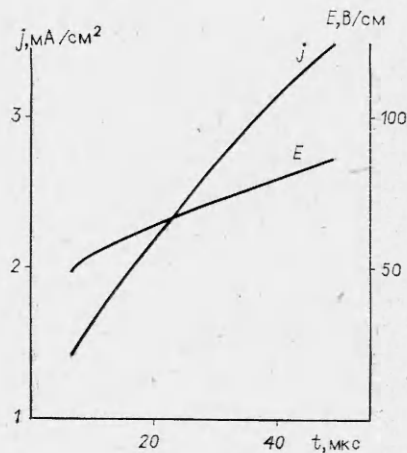
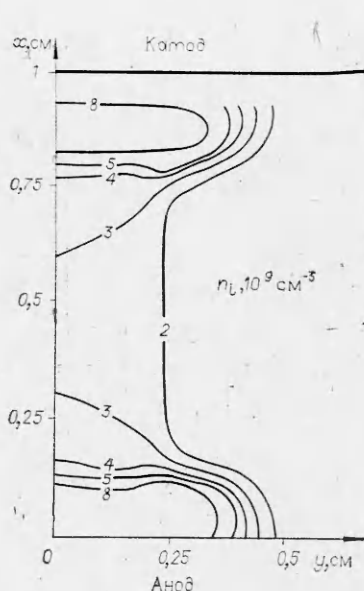


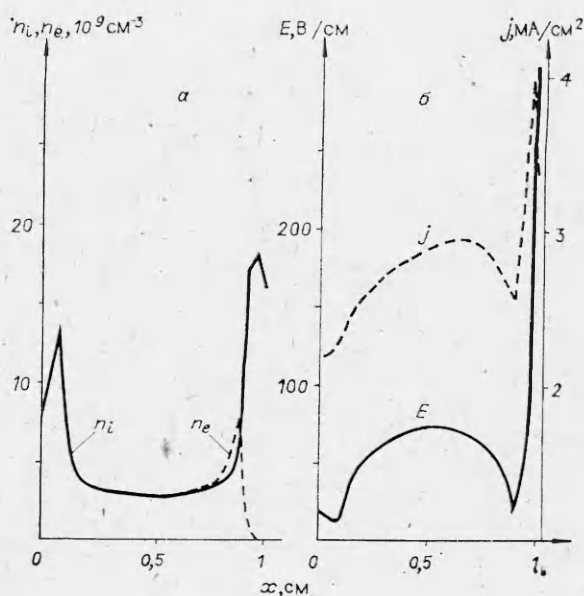
Рис. 2

Рис. 3





Р и с. 4



Р и с. 5

ный ниже, показывает, что проводимость в объеме высокочастотного разряда в данном случае поддерживается за счет дрейфа ионов из приэлектродных областей.

Отметим свойства разряда, наблюдаемые в расчете, которые характерны именно для сильноточной формы высокочастотного разряда. Это, во-первых, неоднородное распределение напряженности поля на оси разряда, коррелирующее с распределением интенсивности свечения. Во-вторых, расчетная плотность тока в пятне на электродах хотя и меньше, чем в объеме, но не постоянна, как в стационарном разряде при сжатии объема [4], а увеличивается вместе с плотностью тока в объеме. Это можно сравнить со свойством сильноточного разряда иметь одинаковую нормальную плотность тока на электродах и в объеме [2].

Квазинейтральный столб ВЧ-разряда. Чтобы сравнить между собой возможные механизмы поддержания проводимости в объеме ВЧ-разряда, получим осредненные по периоду уравнения движения квазинейтральной плазмы в одномерной модели. Считаем, что концентрация плазмы слабо меняется за период:

$$n = \frac{1}{T} \int_0^T n_e(t + \tau) d\tau = \frac{1}{T} \int_0^T n_i(1 + \tau) d\tau,$$

$$n \gg \langle (n - n_e)^2 \rangle^{1/2}, \quad n \gg \langle (n - n_i)^2 \rangle^{1/2}.$$

Здесь и далее $\langle \dots \rangle$ означает операцию осреднения за период высокочастотного поля. Напряженность поля осциллирует, и среднее значение близко нулю: $\langle E \rangle \ll \langle E^2 \rangle^{1/2}$. Заметим, что не предполагается строгого равенства $\langle E \rangle = 0$. Поделив уравнение (1) на μ_e и (2) на μ_i и сложив их, после осреднения имеем

$$(10) \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \mu_i \frac{\partial}{\partial x} \langle E (n_i - n_e) \rangle = \langle v_i \rangle n - \beta n^2.$$

В соответствии с исходной постановкой задачи здесь остались неучтенными процессы амбиполярной диффузии и дрейфа плазмы из-за зависимости подвижностей μ_e, μ_i от напряженности поля [9]. Как показывает детальный анализ, дрейф плазмы из-за зависимости подвижности от поля в условиях высокочастотного разряда всегда много меньше, чем дрейф из-за нарушения строгого равенства $n_e = n_i$. Дрейф плазмы из-за нару-

шения квазинейтральности описывается вторым слагаемым в левой части (10). С учетом уравнения Пуассона из (10) следует

$$(11) \quad \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{1}{2\epsilon_0} \langle E^2 \rangle = \langle v_i \rangle n - \beta n^2.$$

Легко видеть, что слагаемое, описывающее дрейф плазмы, есть не что иное, как движение под действием градиента высокочастотного давления.

Из условия сохранения потока электронов можно найти связь между распределением плазмы n и среднеквадратичной напряженности $\langle E^2 \rangle$:

$$(12) \quad \langle E^2 \rangle = \langle j_e^2 \rangle / \mu_e^2 n^2.$$

В этом соотношении $\langle j_e^2 \rangle$ не зависит от пространственной координаты x и считается известной функцией времени, ее значение находится по известному приложенному напряжению $U_{эфф} = \sqrt{\langle U^2 \rangle}$ и сопротивлению межэлектродного зазора:

$$\langle j_e^2 \rangle^{1/2} = U_{эфф} \left(\frac{1}{\mu_e} \int_0^L \frac{dx}{n} \right)^{-1}.$$

Уравнения (11), (12), дополненные условием симметрии в центре камеры $n_x = 0$ и асимптотическим краевым условием около электродов $n = \infty$, описывают квазинейтральный столб ВЧ-разряда. Пренебрегая рекомбинацией и ионизацией, можно найти автомодельное решение (11), (12), описывающее рост проводимости в объеме за счет дрейфа ионов из приэлектродных областей. Пусть $\langle j_e^2 \rangle^{1/2} \sim t^a$, тогда

$$(13) \quad n = n_0 N (t/t_{gp})^b, \quad b = (2a + 1)/3,$$

$$\frac{(N + 0,5) \sqrt{N - 1}}{N^{3/2}} = \frac{|x - 0,5L|}{0,5L_{pl}},$$

$$t_{gp} = \frac{3(2a + 1) \epsilon_0 n_0 L_{pl}^2}{8 \cdot 4\mu_e E_0^2}.$$

Здесь n_0 и E_0 — плотность плазмы и среднеквадратичная напряженность поля в середине межэлектродного зазора в момент времени $t = t_{gp}$; L_{pl} — длина плазменного столба; функция N обращается в бесконечность около электродов и нормирована условием $N = 1$ в середине зазора. При линейном росте плотности тока $a = 1$, задаваясь $n_0 = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $L_{pl} = 0,5 \text{ см}$ и $E_0 = 0,45 \text{ В/см}$; найдем $t_{gp} = 300 \text{ мкс}$. Данное значение характерного времени нарастания проводимости в объеме камеры в 3 раза больше, чем это следует из расчетов. Расхождение обязано отклонению от автомодельного режима и двумерности задачи. Согласно проведенному анализу, дрейф ионов — эффективный механизм формирования несамостоятельной проводимости в положительном столбе ВЧ-разряда.

ВАХ квазинейтрального столба с дрейфовым механизмом поддержания проводимости. Поскольку в расчетах наблюдается сжатие токового канала в объеме квазинейтральной плазмы, представляет интерес найти ВАХ этой части разряда на основании уравнений (11), (12).

В данном разделе не будем учитывать амбиполярную диффузию плазмы, предполагая толщину диффузионной области, располагающейся непосредственно около электродов, много меньше длины плазменного столба, т. е. $2L_D \ll L_{pl}$.

Перейдя к безразмерным переменным $\xi = |x - 0,5L|/0,5L_{pl}$ и $w = \langle E^2 \rangle / E_0^2 = (n_0/n)^2$, где E_0 и n_0 — среднеквадратичная напряженность поля и плотность плазмы в центре межэлектродного зазора, получим

$$(14) \quad w''_{\xi\xi} + \lambda^2/w = 0;$$

$$(15) \quad w(0) = 1, \quad w'_z(0) = 0, \quad w(1) = \frac{\langle j_e^2 \rangle}{(\mu_e E_0 n_*)^2};$$

$$(16) \quad \lambda = \sqrt[3]{\frac{\beta \varepsilon_0}{2\mu_i \mu_e^2} \frac{L_{pl} \langle j_e^2 \rangle^{1/2}}{E_0^2}},$$

где n_* — плотность плазмы на границе плазменного столба и приэлектродного слоя. В рассматриваемых условиях состояние приэлектродного слоя испытывает слабое возмущающее действие со стороны квазинейтрального объема. Параметром является отношение осредненных по периоду потоков ионов из приэлектродного слоя в квазинейтральный объем и на поверхность электрода. Поток ионов в объем оценивается по скорости рекомбинационных потерь в половине межэлектродного зазора:

$$0,5 \int_0^L \beta n^2 dx \simeq 0,5 \beta n_{\text{хар}}^2 L_{pl},$$

для $n_{\text{хар}} = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $L_{pl} = 1 \text{ см}$ его величина равна $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ или 10^{-3} мА/см^2 , что много меньше плотности тока ионов на электрод 1 мА/см^2 . Таким образом, оправдано предположение о независимости приэлектродного слоя от квазинейтрального столба, в этом случае распределение плазмы в приэлектродном слое зависит только от величины тока, т. е. от $\langle j_e^2 \rangle^{1/2}$. Естественно считать, что и граничное значение плотности плазмы n_* в первом приближении обусловлено только плотностью тока.

Решение уравнения (14) выражается через функцию ошибок

$$\text{erf } z = 2/\sqrt{\pi} \int_0^z \exp(-z'^2) dz'.$$

С учетом (15), (16) имеем

$$(17) \quad \text{erf } \sqrt{\ln w^{-1}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \lambda \xi;$$

$$(18) \quad \text{erf } \sqrt{2 \ln \left(\frac{E_0}{E_*} \right)} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \lambda,$$

где $E_* = \langle j_e^2 \rangle^{1/2} / \mu_e n_*$ — среднеквадратичная напряженность электрического поля на границе приэлектродного слоя. При известной связи между n_* и $\langle j_e^2 \rangle^{1/2}$ уравнение (18) определяет зависимость E_0 от плотности тока. Дифференцируя (18) по $j_{\text{эфф}} = e \langle j_e^2 \rangle^{1/2}$, получим

$$(19) \quad \hat{E}_0 = (1 + Q - \hat{n}_*) / (1 + 2Q);$$

$$(20) \quad Q = \lambda \left(\frac{E_0}{E_*} \right)^2 \sqrt{\ln \left(\frac{E_0}{E_*} \right)}.$$

Здесь и далее \wedge означает двойную логарифмическую производную по току, например $\hat{E}_0 = d \ln E_0 / d \ln j_{\text{эфф}}$. Величина эффективного напряжения на плазменном столбе

$$(21) \quad U_{\text{эфф}} = E_0 L_{pl} \int_0^1 W^{1/2} d\xi = \sqrt{\frac{\pi}{3}} \frac{E_0 L_{pl}}{\lambda} \text{erf } \sqrt{3 \ln (E_0/E_*)}.$$

Отсюда, дифференцируя по току, находим

$$(22) \quad \hat{U}_{\text{эфф}} = \frac{3 - 2\delta^{-1}}{1 - 2Q} \left(\frac{2 + Q - \delta^{-1}}{3 - 2\delta^{-1}} - \hat{n}_* \right);$$

$$(23) \quad U_{\text{эфф}} = \delta L_{pl} E_0, \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{E_0}{E_*} \frac{\text{erf } \sqrt{3 \ln \left(\frac{E_0}{E_*} \right)}}{\text{erf } \sqrt{2 \ln \left(\frac{E_0}{E_*} \right)}}.$$

Из (22) следует, что ВАХ квазинейтрального столба с проводимостью, поддерживаемой дрейфом плазмы от электродов, растущая, если

$$(24) \quad \hat{n}_* < \hat{n}_{*0} = \frac{2 + Q - \delta^{-1}}{3 - 2\delta^{-1}}.$$

Величины λ , δ и \hat{n}_{*0} , согласно (18), (23), (24), — функции параметра E_0/E_* , характеризующего степень неоднородности плазмы. С ростом неоднородности плазмы λ , δ и \hat{n}_{*0} монотонно растут (рис. 6: зависимость \hat{n}_{*0} , δ и λ от степени неоднородности плазменного столба).

Представим ВАХ в параметрическом виде. Используя (16), (23), получим для азотной плазмы ($\beta = 2 \cdot 10^{-7}$ см³/с, $\mu_{ep} = 5,9 \cdot 10^7$ см²·Па/(В·с), $\mu_i p = 1,9 \cdot 10^5$ см²·Па/(В·с))

$$(25) \quad \frac{\tilde{n}_*^2}{j_{эфф}} = \frac{0,07 \sqrt{p}}{L_{pl}} \left(\frac{E_0}{E_*} \right)^2 \lambda, \quad U_{эфф} = 0,1\delta L_{pl} p j_{эфф} / \tilde{n}_*.$$

В зависимости от $\hat{n}_* = d \ln n_* / d \ln j_{эфф}$ существует три случая:

1) $\hat{n}_* < 0,5$, ВАХ всюду растущая, степень неоднородности в распределении плазмы максимальна в области малых токов и монотонно уменьшается при увеличении плотности тока:

$$\lim_{j_{эфф} \rightarrow 0} (E_0/E_*) = \infty, \quad \lim_{j_{эфф} \rightarrow 0} (E_0/E_*) = 1;$$

2) $0,5 < \hat{n}_* < 1$, ВАХ всюду растущая, степень неоднородности в распределении плазмы монотонно растет при увеличении тока:

$$\lim_{j_{эфф} \rightarrow 0} (E_0/E_*) = \infty, \quad \lim_{j_{эфф} \rightarrow 0} (E_0/E_*) = 1;$$

3) $\hat{n}_* > 1$, ВАХ в области малых токов падающая и в области больших токов растущая. Соответствующая минимуму напряжения на ВАХ степень неоднородности плазмы находится из условия $\hat{n}_* = \hat{n}_{*0}$ (см. рис. 6). Степень неоднородности плазмы с ростом тока монотонно увеличивается:

$$\lim_{j_{эфф} \rightarrow \infty} (E_0/E_*) = \infty.$$

Таким образом, для квазинейтрального столба с дрейфовым механизмом образования проводимости возможность существования нормальной плотности тока и характер распределения плазмы вдоль поля определяются видом функциональной зависимости плотности плазмы на границе столба от плотности тока. Можно, например, считать плотность плазмы в приэлектродном слое ВЧ-разряда пропорциональной концентрации ионов в прикатодном скачке потенциала, описываемом теорией Энгеля и Штеенбека. Тогда $n_* \sim j_{эфф}$ и плазменный столб оказывается устойчивым. Для того чтобы наблюдаемое в расчетах квазистационарное сжатие плазменного столба можно было приписать неустойчивости, требуется предположение о достаточно сильной зависимости плотности плазмы n_* от плотности тока. Это может быть обязано, в частности, проявлению активной роли прианодной области в генерации плазмы. Не исключено также, что в расчетах наблюдается переходный процесс к стационарному состоянию. К сожалению, ограниченность машинного времени не позволяет решить этот вопрос однозначно.

ВАХ квазинейтрального столба с учетом амбиполярной диффузии плазмы. Реальный столб квазинейтральной плазмы складывается из участка

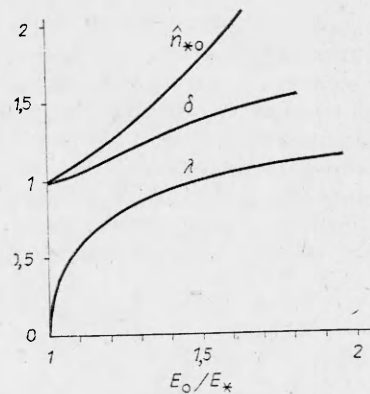


Рис. 6

с диффузионным механизмом поддержания проводимости, расположенным ближе к электроду, и участка с дрейфовым механизмом, расположенным в центре. В большинстве случаев толщина диффузионного участка очень маленькая, а проводимость высокая, так что вклад этой области в общее падение напряжения пренебрежимо мал. Тем не менее значение диффузионной области велико, так как диффузия плазмы влияет на характер зависимости плотности плазмы на границе дрейфового участка от плотности тока и, следовательно, на ВАХ столба. Опустив процессы ионизации и учтя амбиполярную диффузию, на основании (11), (12) получим

$$(26) \quad \frac{d}{dx} \left\{ \frac{\mu_i \langle j_e^2 \rangle^{1/2}}{2\varepsilon_0 \mu_e^2} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{n^2} \right) - D_a \frac{dn}{dx} \right\} + \beta n^2 = 0.$$

В случае, если коэффициент диффузии не зависит от напряженности электрического поля, граничное значение плотности, разделяющее участки с диффузионным и дрейфовым механизмами образования проводимости, равно

$$(27) \quad n_* = \left\{ \frac{\mu_i}{2\varepsilon_0 D_a} \left(\frac{j_{эфф}}{e\mu_e} \right)^2 \right\}^{1/3} = \frac{1,5 \cdot 10^7}{T_e^{1/3}} (P j_{эфф})^{2/3}.$$

Правая часть (27) вычислена для плазмы азота; T_e — характеристическая энергия электронов, эВ. На границе двух областей необходимо требовать непрерывности величины n и производной n'_x . Для упрощения будем считать, что для диффузионной области на границе с достаточной точностью выполняется условие $n = n_*$, $n'_* = 0$. Из уравнения баланса $D_a n''_{xx} = \beta n^2$ найдем распределение плотности и длину L_D :

$$(28) \quad \Phi \left(\frac{n}{n_*} \right) = \frac{L_D - x}{l_D}, \quad \Phi(z) = \int_1^z \frac{dz'}{\sqrt{z'^3 - 1}},$$

$$l_D = \sqrt{3D_a/2\beta n_*}, \quad L_D = l_D \Phi(n^*/n_*),$$

где n^* — плотность плазмы на границе диффузионной и приэлектродной областей. Если n^*/n_* увеличивается с ростом тока, то L_D оказывается немонотонной функцией, достигающей максимума при $n^*/n_* \simeq 1,4$. Здесь не обсуждается влияние этого фактора на ВАХ плазменного столба. Пусть $n^* \gg n_*$, тогда $L_D = l_D \Phi_\infty$ и длина диффузионной области, согласно (27), (28), оказывается монотонно убывающей функцией плотности тока. Из условия $L_D = 0,5L_{pl}$ и соотношений (27), (28) определим значение плотности тока

$$j_{пер} = 6 \sqrt{6} \Phi_\infty^3 \frac{e\mu_e D_a^2}{\beta L_{pl}^3} \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{\beta \mu_i}},$$

при превышении которого в центре межэлектродного зазора возникает участок с дрейфовым механизмом поддержания проводимости. Если $j_{эфф} < j_{пер}$, то весь столб диффузионный и напряжение на плазме пропорционально току:

$$U_{эфф} = \frac{\beta L_{pl}^3 j_{эфф}}{6\Phi_\infty^2 e\mu_e D_a}.$$

Если $j_{эфф} > j_{пер}$, полное напряжение складывается из напряжения на диффузионном и дрейфовом участках. На основании (16), (23), (27), (28) ВАХ столба записывается в параметрическом виде

$$U_{эфф} = U_{пер} + U_{gp}, \quad U_{пер} = \Phi_\infty \sqrt{\frac{12\varepsilon_0 D_a^2}{\beta \mu_i}},$$

$$U_{gp} = L_{pl} \delta \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 D_a}{e\mu_e \mu_i}} (j_{эфф}^{1/3} - j_{пер}^{1/3}),$$

$$\left(\frac{j_{эфф}}{j_{пер}}\right)^{1/3} = 1 + \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\lambda}{\Phi_\infty} \left(\frac{E_0}{E_*}\right)^2.$$

Величины δ и λ — монотонно возрастающие функции параметра E_0/E_* (18), (23) (см. рис. 6). При неограниченном росте E_0/E_* $\delta \rightarrow \sqrt{2/3}(E_0/E_*)$, $\lambda \rightarrow \sqrt{\pi/2}$ и напряжение на столбе $U_{эфф} \sim j_{эфф}^{1/3}$ [6]. Из (27) вытекает

$$E_* = (2\varepsilon_0 D_a j_{эфф} / e\mu_e \mu_i)^{1/3}.$$

В режиме нормальной плотности тока для омического разряда E_*/p оказывается не зависящим от давления и для разряда в азоте, например, $E_*/p = 0,19$ В/(см·Па). Отсюда следует, что в сильноточной форме разряда дрейфовый участок плазмы не существует, а диффузионная область либо непосредственно переходит в область с объемной ионизацией, либо ограничена длиной разрядной камеры. Для слаботочной формы разряда в режиме нормальной плотности тока $j_{эфф} \sim \omega p$ и значение $E_*/p \sim (\omega/p)^{1/3}$ убывает с ростом давления. Для разряда в азоте на частоте 13,6 МГц при давлении 0,23 Па [1] получим $E_*/p = 0,04$ В/(см·Па). Следовательно, изложенная выше теория диффузионно-дрейфового столба применима к описанию ВЧ-разряда в слаботочной форме. Пример ВАХ дан на рис. 7 (линии 1—3 — зависимость напряжения $U_{эфф}$ на плазменном столбе и напряженности поля E_0/p , E_*/p от плотности тока в азоте, $p = 0,23$ Па, $L_{pl} = 2$ см). Таким образом, видно, что квазинейтральный столб в слаботочном разряде устойчив.

Сделаем разъяснения в связи с оставшейся неучтенной амбиполярной диффузией плазмы в изложенных расчетах. Из проведенного анализа вытекает, что в реальном эксперименте основной механизм поддержания проводимости в столбе ВЧ-разряда в рассмотренных условиях — диффузия плазмы. Из результатов расчета сохранит свое значение вывод об образовании токового пятна на электроде с той же нормальной плотностью тока. Кажется также вероятным, что с учетом диффузии плазмы сохранится и квазистационарное сжатие плазменного столба. Действительно, как диффузия, так и дрейф приводят к качественно одинаковому распределению плазмы на оси разряда, оба механизма способствуют поступлению плазмы из приэлектродных зон в объем разряда. Нетрудно показать, что, как и в случае дрейфового механизма поддержания проводимости, ВАХ квазинейтрального столба с диффузионным механизмом является немонотонной тогда и только тогда, когда плотность плазмы на границе столба n^* достаточно быстро увеличивается с током ($n^* > 1$). Имеется и отличие, проявляющееся в реальном пространстве: амбиполярная диффузия изотропна, дрейф же описывается тензорным коэффициентом диффузии

$$- \frac{\mu_i}{2\varepsilon_0 \mu_e^2} \partial_\alpha \left\{ \langle j_\alpha j_\beta \rangle \partial_\beta \left(\frac{1}{n^2} \right) \right\}.$$

Если сжатие плазменного столба, наблюдавшееся в расчетах, обязано именно этому обстоятельству, то сжатие диффузионного столба окажется невозможным.

Авторы выражают признательность Н. А. Яценко за информацию, предоставленную в процессе работы, и Л. Г. Грюкановой — за проведение численных расчетов и помощь в оформлении результатов.

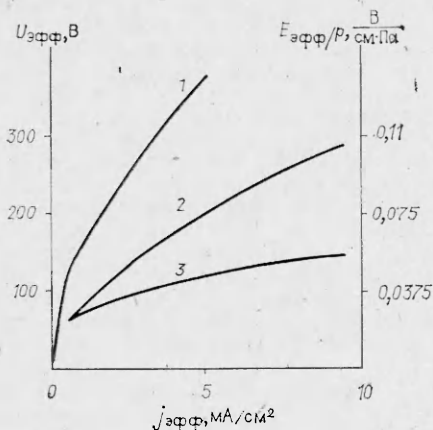


Рис. 7

ЛИТЕРАТУРА

1. Яценко Н. А. Связь высокого постоянного потенциала плазмы с режимом горения высокочастотного емкостного разряда среднего давления.— ЖТФ, 1981, т. 51, № 6.
2. Мышенков В. Н., Яценко Н. А. Перспективы использования высокочастотного электрического поля.— Квант. электроника, 1981, т. 8, № 10.
3. Пашкин С. В. Об анодной области высоковольтного диффузного разряда при средних давлениях.— ТВТ, 1976, т. 14, № 3.
4. Дыхне А. М., Напартович А. П. О приэлектродной неустойчивости плазмы газового разряда.— ДАН СССР, 1979, т. 247, № 4; Гладуш Г. Г., Самохин А. А. Теоретическое рассмотрение электродинамической неустойчивости тлеющего разряда. Закон нормальной плотности тока. Препринт ИАЭ-3103, 1979; Численное исследование шнурования тока на электродах в тлеющем разряде.— ПМТФ, 1981, № 5.
5. Шапиро Г. П., Сорока А. М. Возникновение вынужденной амбиполярной диффузии под действием высокочастотного электрического поля.— Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, № 3.
6. Баркалов А. Д., Самохин А. А. О балансе плазмы в объеме высокочастотного тлеющего разряда. Препринт ИАЭ-4147, 1985.
7. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда.— М.: Атомиздат, 1961.
8. Смирнов А. С. Приэлектродные слои в емкостном ВЧ-разряде.— ЖТФ, 1984, т. 54, № 1.
9. Акишев Ю. С., Высикайло Ф. И. и др. Исследование квазистационарного разряда в азоте.— ТВТ, 1980, т. 18, № 2.

Поступила 9/IX 1985 г.

УДК 621.374.2

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ЗАПУСКА МАСЛОНАПОЛНЕННЫХ ТРИГАТРОННЫХ РАЗРЯДНИКОВ

Н. К. Капишников, В. М. Муратов

(Томск)

Сопоставительный анализ различных типов высоковольтных управляемых разрядников с жидкой изоляцией, проведенный в [1, 2], показал, что в настоящее время наиболее перспективны для применения в высоковольтных импульсных устройствах благодаря своей простоте и надежности разрядники тригатронного типа, в которых возможна реализация двух основных механизмов инициирования разряда — инициирование усилением поля в области управляющего электрода [2, 3] и запуск искрой в поджигающем зазоре [4, 5]. Первый тип тригатронных разрядников к настоящему времени исследован достаточно хорошо лишь при малых временах воздействия напряжения [3, 6, 7], поэтому они находят применение в основном при коммутации формирующих линий генераторов мощных наносекундных импульсов с «быстрой» (0,5—1,5 нс) зарядкой [8, 9]. Второй тип тригатронных коммутаторов на сегодня практически не находит применения в высоковольтной импульсной технике из-за неудовлетворительных временных характеристик.

В настоящей работе приведены результаты изучения временных характеристик маслonaполненных тригатронных разрядников обоих типов, работающих в режиме формирования заднего фронта прямоугольного импульса напряжения амплитудой до 800 кВ, длительностью 1—100 нс. Цель исследований — нахождение оптимальных условий запуска тригатронных разрядников с жидкой изоляцией в области микросекундных экспозиций напряжения.

Эксперименты проведены на установке [10]. Испытываемый разрядник размещен в цилиндрической камере диаметром 45 см, длиной 27 см. Высоковольтный электрод разрядника выполнен в виде цилиндра диаметром 20 см, установленного коаксиально внутри камеры. Заземленный электрод диаметром 10 см установлен радиально в трубке длиной 8 см. В центре заземленного электрода в отверстии диаметром 2 см установлен управляющий электрод. Камера с испытываемым разрядником заполняется трансформаторным маслом с пробивным напряжением в стандартном пробойнике ~ 50 кВ. Трансформаторное масло не заменялось и не очищалось в течение всего эксперимента. Влияния загрязнения масла продуктами разряда на временные характеристики разрядников обоих типов в реализованных условиях не обнаружено.

Обработка результатов производилась методом наименьших квадратов по 50 измерениям на точку (установлено, что закон распределения времени запаздывания срабатывания тригатронных разрядников обоих типов близок к нормальному).

Тригатронный разрядник с инициированием разряда усилением поля. В момент приложения к управляющему электроду разрядника импульса напряжения с крутым фронтом первоначальное, близкое к равномерному,