

04; 09  
 © 1991 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЛЕКСНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ЕМКОСТНОГО ВЧ РАЗРЯДА С ВНЕШНИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

*А. В. Калмыков, А. С. Смирнов, А. Ю. Уставщиков*

Экспериментально исследованы характеристики емкостного ВЧ разряда в диапазоне частот 80—90 МГц. Показано, что слои разряда в  $\alpha$ -режиме могут описываться эквивалентным конденсатором. Получена связь между емкостью такого конденсатора и физическими параметрами слоя. Произведено сравнение с имеющимися моделями, свидетельствующее об удовлетворительном соответствии.

Во многих практически важных случаях плазма ВЧ разряда отделена от электродов слоем диэлектрика, что затрудняет определение электрических характеристик такого разряда. При этом непосредственно можно измерять только комплексное сопротивление нагрузки генератора, которое определяется характеристиками согласующей системы и импедансом самого разряда [1, 2].

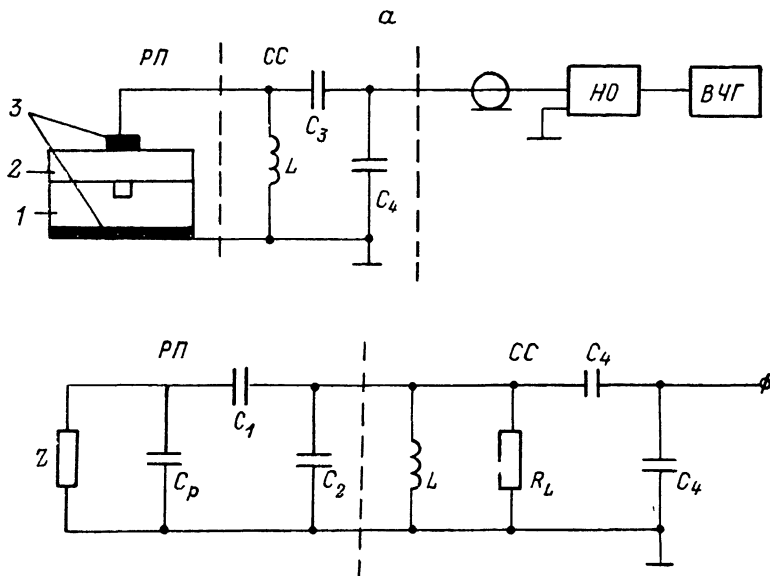


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а) и эквивалентная схема нагрузки генератора (б).

Импеданс разряда в свою очередь определяется свойствами плазмы положительного столба и приэлектродных слоев [2]. Корректное описание самой простой части ВЧ разряда — положительного столба в терминах теории линейных цепей уже накладывает известные ограничения на частоту поля. Что касается приэлектродных слоев, то они являются существенно нелинейными структурами и, казалось бы, такой подход должен быть неприменим. В частности, как будет показано ниже, нелинейность проявляется, когда концентрация ионов в слое непостоянна. Однако в большинстве практически важных случаев применение

понятия импеданса ВЧ разряда является вполне возможным. При этом необходимо отметить, что величина комплексного сопротивления разряда зависит от целого ряда параметров: плотности тока, частоты поля, давления и сорта газа.

Измерения характеристик разряда в газовой смеси, используемой в  $\text{CO}_2$  лазерах, для частотного диапазона  $\omega/(2\pi) = 50\text{--}200$  МГц проведены в [3], однако в этой работе не приводятся данные о реактивной компоненте импеданса, что делает исследования неполными. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование ВЧ разряда на частотах  $80\text{--}90$  МГц. Все данные приведены для разряда в газовой смеси состава  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} : \text{Xe} = 2 : 1 : 6.7 : 0.74$  при давлении  $90$  Тор.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1, а. Поперечный ВЧ разряд создавался в приборе ПП, состоящем из лейкосапфировых корпуса 1 и крышки 2 с напыленными на них электродами 3. Разрядный канал имел сечение  $2 \times 2$  мм, длина электродов  $96$  мм. Источником мощности служил транзисторный генератор ВЧ с выходной мощностью  $30\text{--}100$  Вт при работе на согласованную нагрузку  $50$  Ом. Согласование генератора с разрядом осуществлялось системой согласования СС, включающей в себя конденсаторы  $C_3, C_4$  и катушку индуктивности  $L$ . Система согласования обеспечивала работу генератора с малым значением коэффициента стоячей волны напряжения (КСВН). Величина КСВН  $\leq 1.08$  обеспечивалась при вкладываемой в разряд мощности  $Q = 50$  Вт. При этом для значения частоты  $85$  МГц элементы согласующей системы выбирались равными  $C_3 = 16.8$  пФ,  $C_4 = 65$  пФ,  $L = 0.11$  мкГн. Методика расчета системы согласования описана в работе [4]. Измерения комплексного сопротивления нагрузки генератора и вкладываемой в это сопротивление мощности осуществлялись при помощи направляемого ответвителя НО. Импеданс разряда рассчитывался по значению комплексного сопротивления нагрузки генератора с использованием эквивалентной схемы, представленной на рис. 1, б. Эле-

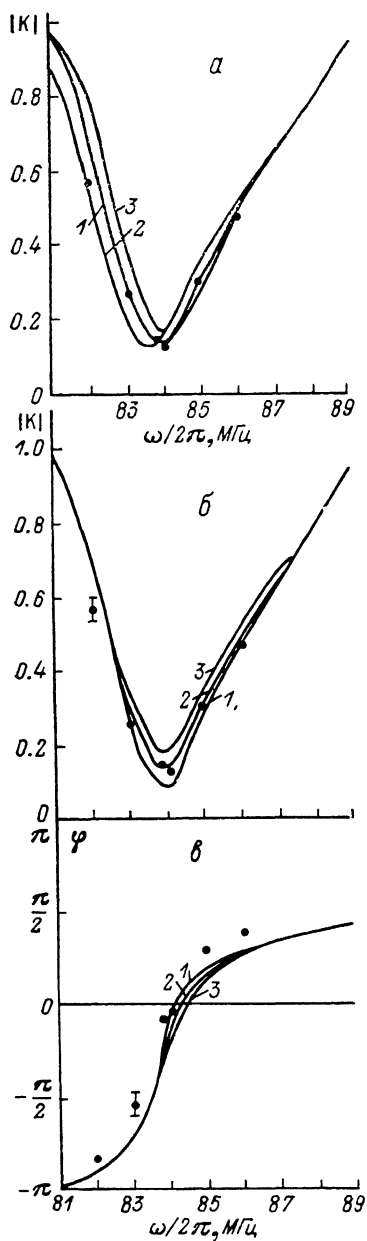


Рис. 2. Частотные зависимости  $K$ .

Точки — эксперимент, кривые — расчет.  $Q_G = 55$  Вт; а, б — расчет  $|K|$  при  $F = 5.25 \cdot 10^{-3}$  пФ·с;  $U_{pl} = 220$  (1),  $200$  (2),  $240$  В (3); в — расчет  $\varphi$  при  $U_{pl} = 220$  В;  $F = 5.25 \cdot 10^{-3}$  (1),  $6.05 \cdot 10^{-3}$  (2),  $4.46 \cdot 10^{-3}$  пФ·с (3).

менты  $C_1, C_2, C_p$  представляют собой емкости электрод—разряд, электрод—электрод и разрядных каналов соответственно, а  $R_L$  является эквивалентным сопротивлением потерь в элементах согласующей системы. В нашем случае  $C_1 = 21.4$  пФ,  $C_2 = 14.4$  пФ,  $C_p = 1.7$  пФ,  $R_L = 20$  кОм. Малая длина электродов по отношению к длине волны позволила не учитывать эффекты длинной линии [5].

Как уже отмечалось, импеданс разряда  $Z$  несет информацию как о положительном столбе, так и о приэлектродных слоях. В предложении, что концентрация ионов в слое равна концентрации в плазме, отношение ионного тока к току

смещения в условиях эксперимента ( $\omega/(2\pi) \sim 100$  МГц,  $n_e \sim 10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $j_0 \sim 100$  мА/см<sup>2</sup>) не превышает 0.1. В то же время в плазме положительного столба ток проводимости более чем на два порядка выше тока смещения. Сказанное позволяет связать  $\operatorname{Re}Z=R$  с сопротивлением положительного столба. Очевидно, что  $R$  связано с вкладываемой мощностью  $Q$  соотношением  $R=U_{pl}^2/Q$ , где  $U_{pl}$  — эффективное значение падения напряжения на положительном столбе, которое, как правило, слабо зависит от разрядного тока. Величина  $\operatorname{Im}Z$  связана с емкостью, которую будем называть емкостью приэлектродных слоев  $C_{SH}=(\omega \cdot \operatorname{Im}Z)^{-1}$ . Значение  $C_{SH}$  может зависеть и от частоты, и от плотности протекающего в слоях тока, поэтому емкость слоев — достаточно условная характеристика разряда. Необходимо отметить, что эта емкость описывает протекание тока в двух идентичных слоях, фаза электрического поля в которых отличается на  $\pi$ .

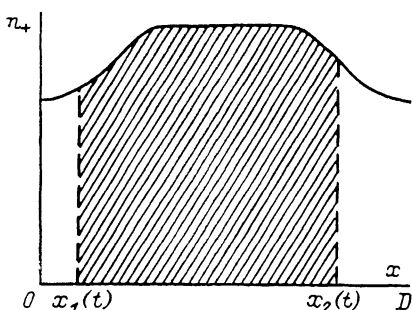


Рис. 3. Профиль ионной концентрации в  $\alpha$ -режиме разряда.

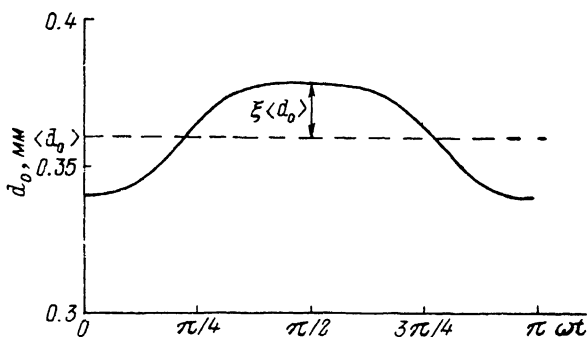


Рис. 4. Расчетная зависимость суммарной толщины слоев от фазы тока.

Расчеты комплексного сопротивления разряда производились по достаточно сложным выражениям, поэтому для определения погрешности измерений ставились эксперименты при различных элементах согласования. В режимах с коэффициентами отражения по напряжению  $|K|=0.1$  и  $0.7$  расчетные значения  $|Z|$  отличались не более чем на 10%. Экспериментально полученные зависимости модуля коэффициента отражения  $|K|$  и его фазы  $\varphi$  от частоты в диапазоне устойчивого горения разряда приведены на рис. 2,  $a-v$ . Величина комплексного коэффициента отражения  $K=|K|e^{i\varphi}$  хорошо совпадала с расчетными значениями, полученными в предположении, что напряжение на разряде является постоянным, а емкость слоев пропорциональна частоте  $C_{SH}=F\omega$

$$Z = U_{pl}^2/Q - i/F\omega^2. \quad (1)$$

При вычислениях учитывалось, что величина вкладываемой в разряд мощности  $Q$  зависит от коэффициента отражения, который определяется сопротивлением нагрузки и в свою очередь зависит от  $Q$  (1),

$$Q + Q_L = Q_G(1 - |K|^2). \quad (2)$$

Здесь  $Q_L$  — потери в согласующей системе, которые учитываются сопротивлением  $R_L$ ;  $Q_G$  — мощность генератора. Расчеты, проведенные при различных значениях  $U_{pl}$  и  $F$ , показали, что наилучшее согласие с экспериментом отмечается при  $U_{pl}=220$  В,  $F=5.25 \cdot 10^{-3}$  пФ $\cdot$ с (кривые 1 на рис. 2,  $a-v$ ). Так как абсолютная погрешность измерений  $|K|$  составляла 0.03, то точность определения  $U_{pl}$  и  $F$  по расчетным кривым  $|K|(\omega/2\pi)$  составляла соответственно 10 и 15% (кривые 2, 3 на рис. 2,  $a, v$ ). Точность измерений фазы составляла  $\sim 10^\circ$  и определялась качеством калибровки направленного ответвителя. Из рис. 2,  $v$  видно, что соответствие измеренных и рассчитанных значений фазы хуже, чем абсолютных величин  $|K|$ . Причина этого заключается в недостаточно точном определении индуктивности схемы согласования.

Представляет интерес установить связь между измеряемой емкостью  $C_{SH}$  и физическими параметрами слоя. Рассмотрим протекание тока по межэлектрод-

ному промежутку длиной  $D$  (рис. 3) в модели [6]. Будем считать, что внешней цепью задана плотность тока  $j = j_0 \sin \omega t$  и что выполняется условие

$$\frac{1}{\tau_i} \ll \omega \ll \frac{1}{\tau_e}, \quad (3)$$

где  $\tau_e, \tau_i = 1 / (4\pi n e \mu_{e, i})$  — максвелловское время;  $\mu_{e, i}$  — подвижность электронов и ионов соответственно.

При этом профиль ионной концентрации является стационарным, а электроны совершают колебательные движения с частотой  $\omega$ . Приэлектродные слои пространственного заряда определяют электрическое поле у электродов

$$e \int_0^{x_1(t)} n(x) dx = \frac{j_0}{\omega} (1 - \cos \omega t), \quad e \int_{x_2(t)}^D n(x) dx = \frac{j_0}{\omega} (1 + \cos \omega t). \quad (4)$$

Здесь  $x_1(t), x_2(t)$  — положение границ областей пространственного заряда. Суммарное напряжение на слоях определяется соотношением

$$U = 4\pi e \left( - \int_0^{x_1(t)} dx \int_x^{x_1(t)} n(x') dx' + \int_{x_2(t)}^D dx \int_{x_2(t)}^x n(x') dx' \right). \quad (5)$$

Из (4), (5) следует

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dt} &= 4\pi e \left[ - \frac{dx_1(t)}{dt} n(x_1) x_1(t) + \frac{dx_2(t)}{dt} n(x_2) (D - x_2(t)) \right] = \\ &= 4\pi j_0 \sin \omega t (x_1(t) + D - x_2(t)). \end{aligned} \quad (6)$$

Если концентрация в слое постоянна, то из (4) следует, что суммарная толщина слоев постоянна  $(x_1(t) + D - x_2(t)) = d_0 = 2 / (en \omega)$  и

$$\frac{dU}{dt} = 4\pi j_0 d_0 \sin \omega t, \quad (7)$$

т. е. проводимость слоев имеет емкостной характер, причем эквивалентная емкость единицы площади двух слоев равна

$$C'_{SH} = \frac{1}{4\pi d_0} = \frac{1}{S \cdot \omega \cdot \text{Im} Z}, \quad (8)$$

где  $S$  — площадь электродов, а  $\text{Im} Z$  — импеданс слоев.

Если концентрация ионов в слое не является постоянной, то зависимость напряжения от времени при синусоидальном токе уже не будет гармонической.

Более детальный расчет параметров слоев был проведен с использованием модели, изложенной в [7]. В этой модели учитывается как механизм ионизации вторичными электронами в фазе объемного заряда, так и механизм ионизации электронами в плазменной фазе для слоя с емкостной проводимостью. При этом профиль концентрации ионов считается самосогласованно. Требуемые при расчетах значения  $\mu_e$  и параметров аппроксимации коэффициента Таунсенда  $\alpha = A e^{-B/E}$  определялись с помощью решения кинетического уравнения аналогично [8]. Для полей  $10 \text{ В/см} \cdot \text{Тор} \leq E/p \leq 100 \text{ В/см} \cdot \text{Тор}$   $\mu_{ep} = 5.7 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \times \text{Тор В} \cdot \text{с}$ ,  $A = 3.6 \text{ 1/см} \cdot \text{Тор}$ ,  $B = 72 \text{ В/см} \cdot \text{Тор}$ . Величина коэффициента электроно-ионной эмиссии  $\gamma$ , слабо влияющая на результаты расчетов, бралась равной 0.01. Расчеты показали, что при используемых плотностях тока средний выход ионизации первичными электронами в слое превышает выход ионизации вторичными электронами более чем в 60 раз, что дает основание говорить о  $\alpha$ -режиме. При этом профиль концентрации в слое (рис. 3) зависит от координаты, а суммарная толщина слоев не является константой. Зависимость  $d_0(t)$  приведена на рис. 4. Она достаточно точно описывается выражением

$$d_0(t) = \langle d_0 \rangle (1 - \xi \cdot \cos 2\omega t). \quad (9)$$

Такое поведение суммарной толщины слоев приводит при гармоническом изменении  $j(t)$  к появлению третьей гармоники в напряжении на слоях

$$U(t) = -\frac{4\pi j_0 \langle d_0 \rangle}{\omega} \left[ \left(1 + \frac{\xi}{2}\right) \cos \omega t + \frac{\xi}{6} \cos 3\omega t \right] = U_1 \cdot \cos \omega t + U_3 \cos 3\omega t. \quad (10)$$

Для условий эксперимента расчетное значение  $\xi = 0.056$ , что соответствует величине коэффициента гармоник  $K_u = U_3/U_1 \sim 0.01$ . Такую величину трудно обнаружить экспериментально. На рис. 5, а представлены результаты расчета  $C'_{SH}$  по формуле (8), где в качестве  $d_0$  бралось среднее по периоду значение суммарной толщины слоев  $\langle d_0 \rangle$ , а на рис. 5, б — результаты расчета  $U$  при различной плотности тока. На рис. 5, а, б точками приведены данные эксперимента, полученные при различной мощности генератора. Экспериментальные значения  $C'_{SH}$  и  $U$  рассчитывались на основании величин  $U_{pl}$  и  $F$ . Из рис. 5 следует, что переход из  $\alpha$ - в  $\gamma$ -режим горения разряда должен наблюдаться при  $j_0 \sim 600$  мА/см<sup>2</sup>. В  $\alpha$ -режиме  $C'_{SH}$  практически не зависит от  $j_0$ , а в  $\gamma$ -режиме растет с увеличением тока. Сильно неоднородный профиль концентрации ионов в слое [7] может привести к большему коэффициенту гармоник.

Экспериментальные точки лежат в области токов, которая соответствует  $\alpha$ -режиму горения разряда. Расчетные и экспериментальные характеристики слоев совпадают по порядку величин. К различию их в несколько раз может привести как недостаточная точность расчетов и эксперимента, так и упрощения, принятые в модели. Расчет поля в плазме проводился по рекомбинационному балансу без учета диффузионных потерь, которые в нашем случае могут быть значительными. Не учитывалась ступенчатая ионизация в слое, приводящая при  $n > 10^{11}$  см<sup>-3</sup> в  $\alpha$ -режиме горения разряда к возрастанию  $C_{SH}$  с повышением тока. Кроме того, отметим возможное отличие тока от чисто синусоидального. Экспериментальные значения  $C_{SH}$  меньше расчетных, а толщина слоя соответственно больше. Это свидетельствует о том, что ионизация  $\gamma$ -электронами в нашем случае незначительна, так как она должна приводить к уменьшению толщины слоя. Таким образом, совокупность экспериментальных данных и результатов расчетов позволяет считать, что разряд горит в  $\alpha$ -режиме.

Сформулируем основные результаты работы. Экспериментально получено, что импеданс разряда в  $\alpha$ -режиме может быть представлен  $RC$ -цепочкой. Показано, что емкостная составляющая импеданса в предположении о постоянной концентрации в слоях связана с суммарной толщиной слоев посредством простейшей формулы для емкости плоского конденсатора.

#### Список литературы

- [1] Xin I. G., Allcock G., Hall D. R. // J. Phys. E. Sci. Instr. 1986. Vol. 19. N 3. P. 210—212.
- [2] Калмыков А. В., Смирнов А. С. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 4. С. 38—44.
- [3] He D., Hall D. R. // IEEE J. Quant. Electron. 1984. Vol. QE-20. N 5. P. 509—514.
- [4] Калмыков А. В., Смирнов А. С. // Тез. докл. Всесоюз. семинара по высокочастотному пробую газов. Тарту, 1989. С. 183.

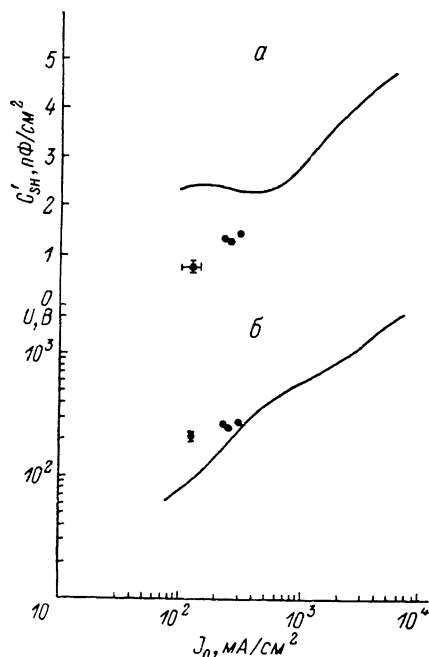


Рис. 5. Зависимость удельной емкости слоев (а) и напряжения на слое (б) от амплитуды ВЧ тока.

Кривые — расчет по [7], точки — эксперимент.

- [5] *He D., Hall D. R.* // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 43. N 8. P. 726—728.  
[6] *Левитский С. М.* // ЖТФ. 1957. Т. 27. Вып. 5. С. 970—977.  
[7] *Smirnov A. S., Tsendin L. D.* // XIX Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Belgrade, 1989. Vol. 2. P. 456.  
[8] *Карлов Н. Б., Конев Ю. Б., Кочетов И. В., Певзов В. Г.* Препринт ФИАН. № 91. М., 1976. С. 44.

Ленинградский политехнический  
институт им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию  
13 марта 1990 г.

