

**ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ РАЗРУШЕНИЯ
МЕТАСТАБИЛЬНЫХ УРОВНЕЙ НА ДИНАМИЧЕСКОЕ
СОПРОТИВЛЕНИЕ ДУГИ СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ**

Т.Х. ГУСЕЙНОВ

*Бакинский Государственный Университет
AZ 1148, г.Баку, ул.З.Халилов 23*

Получены выражения динамического сопротивления дуги при средних давлениях, когда заряженные частицы возникают в результате ступенчатой ионизации, гибнут на стенках в результате амбиполярной диффузии. Вычисления выполнены для двух случаев: когда метастабильные уровни разрушаются электронным ударом и когда разрушение происходит на стенках трубки в результате диффузии к последним.

В обоих случаях импеданс имеет индуктивный характер. В случае разрушения метастабильных уровней электронным ударом кривая импеданса начинается с начала координат при $\omega=0$. При низких частотах положительный столб (ПС) обнаруживает негатронное свойство, статическая ВАХ становится параллельной оси тока. Модуль импеданса $|Z|$ достигает своего

максимального значения при частотах порядка $\sqrt{N_0 \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_0 \alpha_m n_0}$. При более высоких частотах $|Z|$ уменьшается, и при $\omega \rightarrow \infty$ импеданс получает действительное значение равное удельному сопротивлению ПС постоянному току $Z=R_0$.

В случае разрушения метастабилей на стенках в результате диффузии кривая импеданса начинается с отрицательного действительного значения при $\omega=0$. ВАХ приобретает падающий характер. Модуль импеданса $|Z|$ достигает своего максимального значения при частотах порядка

$\sqrt{N_0 \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_0 \tau_m^{-1}}$. При очень высоких частотах $\omega \rightarrow \infty$ импеданс получает действительное значение $Z=R_0$.

ВВЕДЕНИЕ

Динамические характеристики содержат более полную информацию о процессах в разряде, в связи с чем они представляют большой научный и прикладной интерес. Внешний вид динамических характеристик позволяет определить характер ионизации и гибели, а также времена жизни частиц в плазме, составить эквивалентную схему разряда [1-3]. Знание последней дает возможность прогнозировать свойства собственных колебаний [4], находить методы их устранения. Однако при вычислении кривых импеданса необходимо знание скоростей реакций прямой и ступенчатой ионизации и возбуждения, а также значений их производных по напряженности электрического поля. Кроме того, должны быть известны заселенности возбужденных уровней и скорости различных элементарных процессов с их участием, времена жизни и т.д. Получить такие всесторонние и обширные надежные данные возможно только в области параметров, где можно использовать комбинированные зондовые и спектроскопические измерения. Вне этих областей для получения значений производных скоростей реакций по напряженности продольного электрического поля часто приходится изменять внешние параметры разряда в широком диапазоне, что, в свою очередь, приводит к качественным изменениям состояния столба и вызывает сомнение в достоверности полученных значений. Большинство работ по вычислению импеданса выполнены в условиях, когда зондовый метод не применим из-за высоких давлений [5,6].

Рассмотренный в работе [6] расчет динамического сопротивления положительного столба (ПС) разряда с учетом элементарных процессов при различных режимах баланса частиц позволил получить выражение импеданса в широком диапазоне разрядных условий. При этом учитывалось разрушение метастабильных уровней, ответственных за ступенчатую ионизацию электронным ударом и диффузией. Однако, часто в конкретных разрядных условиях основную роль в разрушении метастабильных уровней играет один из этих механизмов. Причем учет этих механизмов в отдельности приводит к качественно различным видам кривых импедансов.

В данной работе проводилось вычисление выражений динамического сопротивления при средних давлениях, т.е. в режиме ступенчатой ионизации - амбиполярной диффузии. Вычисление выполнено для двух случаев: а) метастабильные уровни разрушаются за счет передачи возбуждения на соседние уровни электронным ударом с последующим быстрым излучением; б) разрушение происходит на стенках трубки в результате диффузии к последним.

Рассмотрение проводилось на основе системы уравнений баланса с последующей линеаризацией и решением полученной системы относительно величины импеданса единицы длины ПС разряда. Считалось, что функция распределения электронов по энергиям (ФР) такая же, как и для стационарного столба, и для определенных J, P, R зависит только от E . Такое квазистационарное приближение ФР определяет верхнюю границу допустимых частот в динамической теории столба. Предполагалось также, что радиальная структура нестационарного столба идентична структуре стационарного столба, а концентрация электронов распределена по радиусу согласно функции Бесселя.

Вычисления выполнены для тех условий, когда еще возможно применение зондового метода для измерения ФР электронов и других параметров плазмы, где относительно удовлетворительно выполняются допущения, сделанные при вычислениях, и имеется обширный экспериментальный материал комбинированных зондовых и спектроскопических измерений [7], который используется для вычисления входящих в расчетные формулы коэффициентов.

МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ УРОВНИ, РАЗРУШАЕМЫЕ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Рассмотрим систему уравнений ПС разряда при средних давлениях. Она состоит из уравнений баланса заряженных частиц, возбужденных метастабильных атомов, с которых происходит ступенчатая ионизация, и выражения плотности разрядного тока.

$$\frac{dn_e}{dt} = N_m \alpha_{mi} n_e - \frac{n_e}{\tau_a} \quad (1)$$

$$\frac{dN_m}{dt} = N_0 \alpha_{0m} n_e - N_m \alpha_m n_e \quad (2)$$

$$j = n_e e b_e E. \quad (3)$$

Здесь n_e, N_0, N_m - концентрации электронов, нормальных и возбужденных метастабильных атомов, соответственно, $\alpha_{0m}, \alpha_{mi}, \alpha_m$ - скорости реакций прямого возбуждения, ступенчатой ионизации и разрушения метастабильных уровней электронным ударом, τ_a - время жизни электронов в разряде за счет амбиполярной диффузии, b_e - подвижность электронов, j - плотность разрядного тока, E - напряженность продольного электрического поля.

Предполагается, что электроны возникают только в результате ступенчатой ионизации метастабильных атомов электронным ударом, исчезают в результате амбиполярной диффузии. Метастабильные атомы образуются в результате прямого возбуждения и разрушаются электронным ударом. Весь разрядный ток переносится электронами, концентрация нормальных атомов постоянна вдоль трубки и не модулируется.

Допустим, разрядный ток модулируется с малой глубиной модуляции

$$J(t) = j_0 + j_1 e^{i\omega t}, \quad j_1 \ll j_0 \quad (4)$$

Величины $n_e(t)$, $N_m(t)$, $E(t)$ также будут модулироваться:

$$\begin{aligned} n_e(t) &= n_0 + n_1 e^{i\omega t}, & |n_1| &\ll n_0 \\ N_m(t) &= N_{m0} + N_1 e^{i\omega t}, & |N_1| &\ll N_{m0} \\ E(t) &= E_0 + E_1 e^{i\omega t}, & |E_1| &\ll E_0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь n_1 , N_1 , E_1 - комплексные амплитуды колебаний, соответствующих параметров.

Как правило, α_{mi} , τ_a , α_m , b_e слабо зависят от напряженности электрического поля и при линеаризации системы (1-3) этими зависимостями можно пренебречь. Величина α_{0m} сильно зависит от E , и ее можно разложить в ряд в виде:

$$\alpha_{0m}(t) = \alpha_{0m}(E_0) + \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_1 e^{i\omega t} + \frac{1}{2} \frac{d^2\alpha_{0m}}{dE^2} E_1^2 e^{2i\omega t} + \dots \quad (6)$$

Подстановка (4,5,6) в (1-3) с последующей линеаризацией приводит к двум системам уравнений для стационарных значений параметров плазмы и комплексных амплитуд n_1 , N_1 , E_1 .

$$\begin{aligned} N_{m0} \alpha_{mi} \tau_a &= 1 \\ N_0 \alpha_{0m}(E_0) &= N_m \alpha_m \\ J_0 &= e b n_0 E_0. \end{aligned} \quad (7)$$

и

$$\begin{aligned} i\omega n_1 &= N_1 n_0 \alpha_{mi} \\ i\omega N_1 - N_0 \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_1 n_0 + N_1 \alpha_m n_0 &= 0 \\ j_1 &= e b (n_1 E_0 + n_0 E_1). \end{aligned} \quad (8)$$

Система уравнений (7) характеризует стационарный ПС, а (8)-малые колебания параметров плазмы. При получении системы (8) были использованы соотношения (7).

Решение системы (8) относительно n_1 , N_1 , E_1 приводит к следующему выражению импеданса единицы длины ПС

$$Z_I = \frac{-\omega^2 + iB\omega}{AC - \omega^2 + iB\omega} R_0, \quad (9)$$

где введены обозначения $N_0 \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_0 = A$, $\alpha_m n_0 = B$, $\alpha_{mi} n_0 = C$, $\frac{E_0}{j_0} = R_0$. Выделение

действительной и мнимой части Z_I дает:

$$Z_I = \frac{\omega^2(\omega^2 - AC) + B^2\omega^2}{(AC - \omega^2)^2 + B^2\omega^2} R_0 + i \frac{\omega ABC}{(AC - \omega^2)^2 + B^2\omega^2} R_0. \quad (10)$$

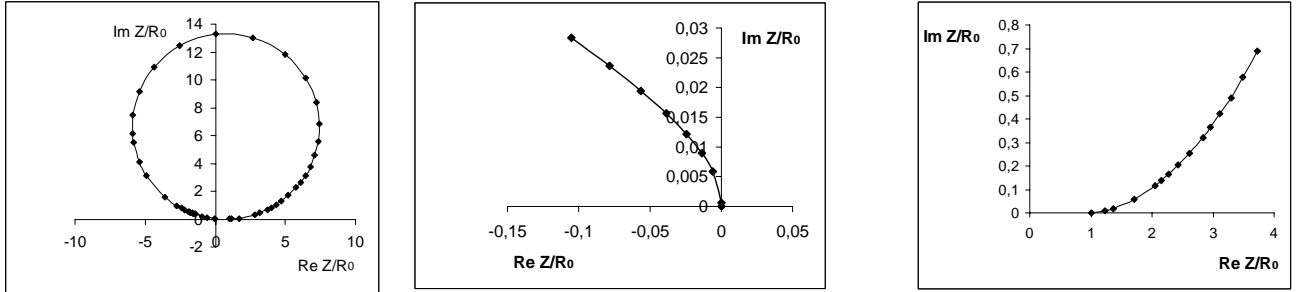
Отсюда

$$\operatorname{tg} \varphi_z = \frac{\omega ABC}{\omega^2(\omega^2 - AC) + B^2\omega^2} \quad (11)$$

и

$$|Z_1| = \frac{(\omega^2 + A^2 C^2 \omega^4 + B^4 \omega^4 - 2AC\omega^6 + 2B^2\omega^6 - 2ACB^2\omega^4 + \omega^2 A^2 B^2 C^2)^{\frac{1}{2}}}{(AC - \omega^2)^2 + B^2\omega^2} R_0. \quad (12)$$

Кривая импеданса, рассчитанная по формулам (10-12), представлена на Рис.1а. Характерные значения $A, B, C, N_0, n_0, E_0, \alpha_{0m}, \alpha_{mi}, \alpha_m$ взяты из экспериментальной работы [7].



а

б

Рис.1.

а) Кривая импеданса, вычисленная для случая, когда метастабильные уровни разрушаются электронным ударом; б) Предельные значения импеданса, построенные в крупном масштабе для очень низких и очень высоких частот.

Видно, что в этом случае кривая импеданса начинается с начала координат при низких частотах. Импеданс имеет индуктивный характер, причем с ростом частоты индуктивность столба возрастает. Из условия $Z=0$ при $\omega=0$ следует, что ВАХ столба параллельна оси тока. Т.к. при низких частотах $\varphi_z > \pi/2$, то столб обладает негатронным свойством. Значение $|Z|$ достигает своего максимума при $\nu=13000$ Гц. Эта величина имеет порядок \sqrt{AB} . При более высоких частотах индуктивная составляющая уменьшается и при $\omega = \infty$ принимает действительное значение. На Рис.1б в крупном масштабе представлены изменения Z при очень низких и очень высоких частотах. Предельное значение импеданса при высоких частотах оказывается чисто омическим и определяется величиной $R_0 = \frac{E_0}{I_0}$.

РАЗРУШЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЕЙ НА СТЕНКАХ В РЕЗУЛЬТАТЕ ДИФФУЗИИ

Система исходных уравнений в этом случае имеет вид:

$$\frac{dn_e}{dt} = N_m \alpha_{mi} n_e - \frac{n_e}{\tau_a} \quad (13)$$

$$\frac{dN_m}{dt} = N_0 \alpha_{0m} n_e - \frac{N_m}{\tau_m} \quad (14)$$

$$j = n_e e b_e E. \quad (15)$$

Здесь τ_m - время жизни возбужденных метастабильных уровней за счет диффузии к стенке.

Из решения линеаризованной системы (13-15) получается выражение импеданса единицы длины ПС

$$Z_1 = \frac{-(CD + \omega^2)\tau_m + i\omega}{(AC - DC - \omega^2)\tau_m + i\omega} R_0, \quad (16)$$

где введено $D = N_0 \alpha_{0m}$.

После выделения действительной и мнимой части Z_1 получается

$$Z_1 = \frac{-(AC^2D - AC\omega^2 + C^2D^2 + 2\omega^2CD + \omega^4)\tau_m^2 + \omega^2}{(AC - CD - \omega^2)\tau_m^2 + \omega^2} R_0 + i \frac{\omega AC \tau_m}{(AC - CD - \omega^2)\tau_m^2 + \omega^2} R_0 \quad (17)$$

Для аргумента и модуля получаются следующие выражения:

$$\operatorname{tg} \varphi_z = \frac{AC \tau_m \omega}{\omega^4 \tau_m^2 + \omega^2 + CD \tau_m^2 \omega^2 + D^2 C^2 \tau_m^2 - AC \omega^2 \tau_m^2 - AC^2 D \tau_m^2} \quad (18)$$

$$|Z_1| = \frac{\left[(\omega^4 \tau_m^2 + \omega^2 + 2DC \tau_m^2 \omega^2 + D^2 C^2 \tau_m^2 - AC \omega^2 \tau_m^2 - AC^2 D \tau_m^2)^2 + \omega^2 A^2 C^2 \tau_m^2 \right]^{1/2}}{(AC \tau_m - DC \tau_m - \omega^2 \tau_m)^2 + \omega^2} R_0 \quad (19)$$

Кривая импеданса, рассчитанная по формулам (18,19), представлена на Рис.2.

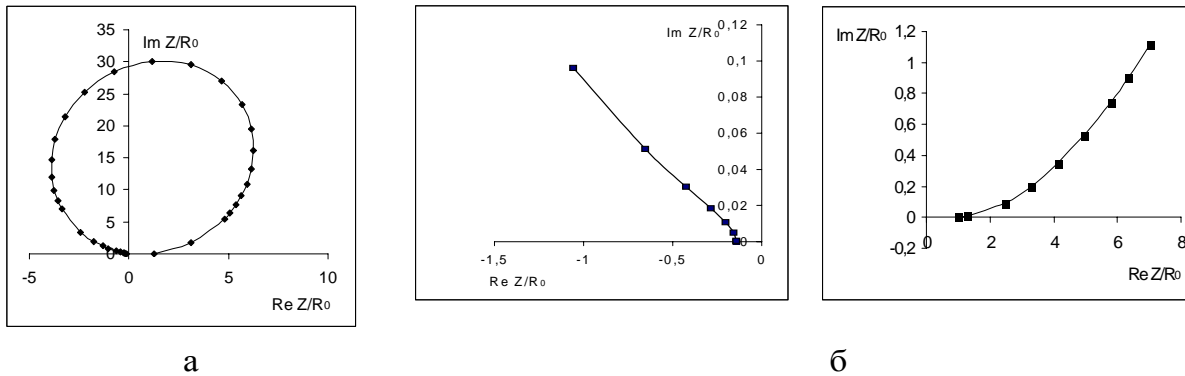


Рис.2.

а) Кривая импеданса, вычисленная для случая, когда метастабильные уровни разрушаются в результате диффузии к стенкам; б) предельные значения и масштабе для очень низких и очень высоких частот.

В соответствии с падающим характером статической ВАХ кривая импеданса начинается при отрицательных действительных значениях, т.е. ПС обладает негatronным свойством. С увеличением частоты появляется индуктивная составляющая. Значение $|Z|$ достигает своего максимального значения при частотах $\nu = 8900 \text{ Гц}$. Это значение имеет порядок $\sqrt{A \tau_m^{-1}}$. При более высоких частотах индуктивная составляющая уменьшается. Предельное значение импеданса при высоких частотах чисто омическое и равно $R_0 = E_0 / I_0$.

Из сравнения рисунков видно, что в низкочастотной области кривые импеданса в случае разрушения метастабильных уровней электронным ударом и диффузией к стенке качественно отличаются.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЯ

Вычислен импеданс единицы длины ПС разряда единичного поперечного сечения при средних давлениях, т.е. в условиях, когда заряженные частицы возникают в результате ступенчатой ионизации и исчезают из-за амбиполярной диффузии к стенкам. В этих условиях при низких значениях разрядного тока

концентрация электронов мала, и в уходящем члене уравнения баланса метастабильных уровней разрушением электронным ударом по сравнению с диффузией можно пренебречь. Таким образом, при низких разрядных токах метастабильные атомы, ответственные за ступенчатую ионизацию, исчезают из разряда в результате диффузии к стенкам, и уравнение баланса заселенностей метастабильных уровней имеет вид (14). С ростом силы разрядного тока n_e увеличивается и, как видно из стационарного случая уравнения (14), N_m также возрастает. Увеличение N_m приводит к увеличению относительной доли ступенчатой ионизации и спаду напряженности продольного электрического поля. При этом отпадает необходимость поддержания имеющегося электрического поля и статическая ВАХ приобретает падающий характер. Соответственно этому кривая импеданса начинается с отрицательного действительного значения при $\omega = 0$. С увеличением частоты $|Z|$ возрастает, причем импеданс имеет индуктивный характер и негатронное свойство сохраняется. При частотах порядка $\sqrt{A \tau_m^{-1}}$ модуль Z достигает своего максимального значения, а затем спадает. При более высоких частотах индуктивная составляющая уменьшается, и при $\omega = \infty$ принимает действительное положительное значение равное удельному сопротивлению столба по постоянному току.

При высоких значениях силы разрядного тока концентрация электронов высока, и в уравнении баланса метастабилей диффузионным членом можно пренебречь. Как следует из уравнения (2) для стационарного случая, с увеличением силы разрядного тока увеличивается n_e , и оба члена уравнения баланса возрастают пропорционально концентрации электронов, заселенности метастабильных уровней с ростом разрядного тока не меняется. Падающий характер ВАХ исчезает, и характеристика становится параллельной оси тока. В соответствии с этим кривая импеданса начинается с начала координат при $\omega = 0$, с увеличением частоты Z переходит во второй квадрант, имея при этом индуктивный характер. При частотах порядка \sqrt{AB} модуль Z достигает своего максимального значения, а затем спадает. При более высоких частотах индуктивная составляющая уменьшается, и при $\omega = \infty$ принимает действительное значение.

В обоих рассмотренных случаях импеданс имеет индуктивный характер. В низкочастотной области кривые импеданса имеют негатронное свойство и качественно отличаются. С ростом частот $|Z|$ увеличивается и достигает своего максимального значения при частотах порядка среднегеометрической частоты между обратными временами жизни электронов и метастабильных атомов. В высокочастотной области кривые импеданса имеют приблизительно одинаковое поведение. С ростом частоты индуктивная составляющая уменьшается при $\omega = \infty$ принимает действительное положительное значение равное удельному сопротивлению столба постоянному току.

1. В. Л. Грановский, *Электрический ток в газе*, М.Гостехиздат, **1** (1952) 374.
2. Г. Дейч, Ю.Б.Голубовский, *Радиотехника и электроника*, **6** (1978) 1205.
3. S.Pfau, H. Deutsch, *Beitr. Plasmaphys.*, **12** (1972) 213.
4. В.Е.Привалов, С.И. Шишов, *Радиотехника и электроника*, **32** (1987) 1678.
A.Rutscher, H. Deutsch, *Beitr. Plasmaphys.*, 17 №2 (1977) 89.
5. H.Deutsch, S.Pfau, *Beitr. Plasmaphys.*, 17 №3 (1977) 145.
6. А.Х.Мурадов, Т.Х.Гусейнов, С.Субханиев, *Известия БГУ*, №1 (1996) 24.

7. А.Х. Мурадов, Докт. Дисс., *Динамические свойства и ускорение электронов в нестационарной и неоднородной плазме положительного столба разряда, Харьковский ГУ, (1993).*

METASTABİL SƏVİYYƏLƏRİN DAĞILMASININ MÜXTƏLİF MEXANİZMLƏRİNİN ORTA TƏZYİQLİ QÖVS BOŞALMASININ DİNAMİK MÜQAVİMƏTİNƏ TƏSİRİ

T.X.HÜSEYNOV

Orta təzyiqlərdə qövs boşalmasının müsbət sütununun dinamik müqavimətinin ifadəsi metastabil səviyyələrin elektron zərbəsi ilə dağılması və diffuziya nəticəsində borunun divarında məhv olması halları üçün hesablanmışdır.

Hər iki halda impedans induktiv xarakter daşıyır. Metastabil səviyyələrin elektron zərbəsi ilə dağıldığı hal üçün impedans əyrisi $\omega=0$ olduqda koordinat başlanğıcından başlanır. Alçaq tezliklərdə MS neqatron xassəsinə malik olur, statik VAX isə cərəyan oxuna paralel olur. İmpedansın modulu

$|Z| \sqrt{N_0 \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_0 \alpha_m n_0}$ tərtibli tezliklərdə maksimum qiymət alır. Daha yüksək tezliklərdə $|Z|$ azalır və $\omega \rightarrow \infty$ olduqda impedans MS-nun xüsusi müqavimətinə bərabər olan həqiqi müsbət $Z=R_0$ qiymətini alır.

Metastabil səviyyələrin diffuziya nəticəsində dağıldığı halda $\omega=0$ olduqda impedans əyrisi həqiqi mənfi qiymətdən başlanır. VAX ənənə xarakter daşıyır. İmpedansın modulu $|Z|$ öz maksimal qiymətini

$\sqrt{N_0 \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_0 \tau_m^{-1}}$ tərtibli tezliklərdə alır. Çox yüksək tezliklərdə $\omega \rightarrow \infty$ olduqda impedans $Z=R_0$ həqiqi qiymətini alır.

INFLUENCE OF DIFFERENT WAYS OF THE METASTABLE LEVELS DECAY ON THE DYNAMICAL RESISTANCE OF THE ARC DISCHARGE AT MEDIUM PRESSURES

T.H.HUSEYNOV

The dynamical resistance of the arc discharge positive column is calculated at medium pressures i.e. when charged particles appear as the result of stepwise ionization and disappear due to ambipolar diffusion. Calculations were carried out for two cases:

- a) Metastable levels decay by the electron impact.
- b) Metastable levels decay on the walls as the result of diffusion.

Generally in both cases impedance has an inductance character. In the case of metastable levels decay by the electron impact impedance curve starts from the origin of coordinates at $\omega=0$. At low frequencies PC has a negatron property, while statical voltamper characteristics of stationary PC turns to become parallel to the current axis. The module $|Z|$ reaches its maximum value at the frequencies about the order of

$\sqrt{N_0 \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_0 \alpha_m n_0}$. At too high frequencies $\omega \rightarrow \infty$ impedance reaches the real value of $Z=R_0$.

In the case when metastable levels decay as the result of diffusion impedance curve starts from the negative real values at $\omega=0$. Voltamper characteristic of stationary PC has a falling character. The module $|Z|$ reaches its maximum value at the frequencies about the order of $\sqrt{N_0 \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_0 \tau_m^{-1}}$. At too high frequencies $\omega \rightarrow \infty$ impedance reaches the real value of $Z=R_0$.

Редактор: А.Халилова