

## КОМПЛЕКСНЫЙ ИМПЕДАНС СКИН-СЛОЯ ПЛАЗМЕННОГО СТОЛБА, СФОРМИРОВАННОГО В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ МЕТОДОМ ВЗРЫВА

А. О. Пузанов

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: s5sk@ire.kharkov.ua*

Получены аналитические выражения, описывающие частотную зависимость комплексного импеданса скин-слоя плазменного столба, созданного взрывным методом. Для расчетов активной и реактивной составляющих импеданса использованы экспериментальные характеристики плазмы. Ил. 6. Библиогр.: 10 назв.

**Ключевые слова:** плазменные антенны, скин-слой, сопротивление потерь.

Статья посвящена задаче, смежной с теорией плазменных антенн.

Термином «плазменные антенны» обозначается класс излучателей, в конструкциях которых в качестве волноведущих и излучающих элементов используется ионизированная среда. Возможность применения в антенной технике плазмы обусловлена особенностями ее проводящих свойств на частотах, меньших плазменной частоты. Идея построения антенн на этом принципе впервые была высказана в 1919 г. [1]. Плодотворность концепции обнаружилась в ряде преимуществ, в их числе назовем следующие [2]:

1) в военной ВЧ связи плазменный сгусток трудно обнаружить радаром противника, поскольку сигнал подводится к антенне в течение очень короткого промежутка времени;

2) антенные решетки могут быть быстро переконфигурированы без сложностей, обусловленных наличием неиспользуемых (т. е., выключенных) плазменных элементов. В ситуациях, в которых необходимы различные антенны для отдельных близкорасположенных систем (например, в морской связи), имеется возможность выключения неиспользуемых антенн. Это позволяет устранить влияние нежелательных мощных сигналов на близлежащие приемники, что упрощает размещение бортовой системы связи;

3) при надлежащей конструкции можно как подавать, так и снимать возбуждение с плазменных элементов в течение микросекунд; антенна может переключаться в конце каждого бита;

4) эффективная (или резонансная для различных частот) длина антенны может управляться путем изменения прикладываемой мощности.

Параметры антенн, плазма которых создается в свободном пространстве в результате взрыва, определяются энергией, выделяющейся при срабатывании заряда, а также привнесенными в него добавками, которые влияют на степень ионизации плазменного столба.

Конструкции плазменных антенн на базе

флуоресцентных труб достаточно подробно описаны в литературе [2-6]. Антеннам же, плазменные элементы которых создаются в открытом пространстве, уделено недостаточно внимания. В число подобных конструкций входят и антенны с плазменными элементами, сформированными методом взрыва.

Цель работы - теоретически определить собственный комплексный импеданс скин-слоя плазменного столба, сформированного в свободном пространстве в результате подрыва пиропатрона. Задача решается с использованием экспериментально найденных электрических характеристик плазмы. Полученные результаты необходимы для оценки энергетических характеристик плазменных антенн этой разновидности.

**1. Характеристики плазмы, являющейся продуктом взрыва.** На основной стадии существования плазменный столб, образовавшийся в результате подрыва специального заряда (пиропатрона), можно упрощенно представить в виде плазменного цилиндра длиной  $\Lambda$  и диаметром  $D = 2r_0$  (рис. 1). Свойства этой структуры характеризуются зависимостями от радиальной координаты  $r$  плазменной частоты  $\omega_p$  и частоты соударений между электронами и частицами газа  $\nu_m$  (преимущественно - нейтральными частицами). Поверхность плазмы возбуждается аксиально-симметричной поверхностной волной, проникающей в скин-слой на глубину  $l$ .

Строго говоря, сформированный взрывным способом плазменный столб является нестационарной средой. Однако поскольку на практике представляет интерес наивысшая эффективность излучения антенны, вполне логично определять параметры плазмы  $\omega_p$  и  $\nu_m$ , во-первых, в поперечном сечении плазменного столба на расстоянии от начала струи, равном половине ее максимальной длины  $\Lambda/2 = 7,5$  см (в промежутке времени, на протяжении которого длина  $\Lambda$  максимальна), во-вторых, в

момент, когда ток измерительного зонда достигает максимального значения (см. рис. 2 в работе [7]). Поэтому все содержащиеся ниже рассуждения подразумевают сделанные оговорки.

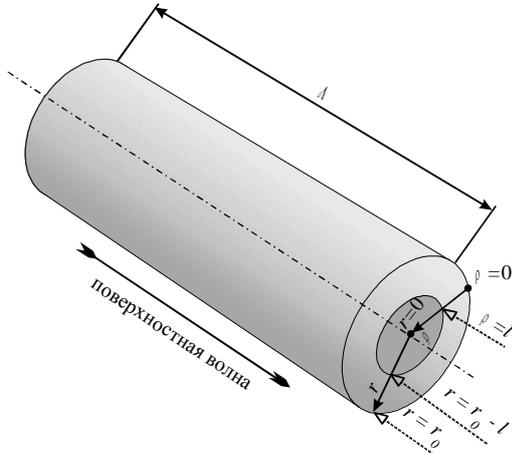


Рис. 1. Геометрия плазменного столба. Светло-серым цветом изображен скин-слой

Как показали измерения [7], законы изменения параметров  $\omega_p(r)$  и  $\nu_m(r)$  близки к убывающим экспоненциальным функциям. Так для зависимости  $f_p(r) = \omega_p(r)/(2\pi)$  справедлива аппроксимация

$$f_p(r) = f_{p0} e^{-\zeta r}, \quad (1)$$

где  $f_{p0}$  - значение плазменной частоты на оси ( $r=0$ );  $\zeta$  - постоянная, определяющая скорость убывания экспоненты;  $r$  - радиальная координата.

На рис. 2 кружками показаны экспериментальные значения плазменной частоты в зависимости от координаты  $r$ , а сплошной линией изображена аппроксимирующая зависимость (1) при  $f_{p0} = 41,198$  ГГц и  $\zeta = 154,93$  1/м.

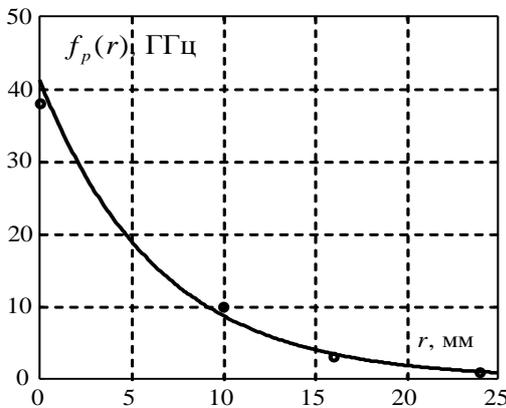


Рис. 2. Зависимость плазменной частоты от радиальной координаты для плазменного столба, созданного в результате поджига пиропатрона: кружки - значения, полученные экспери-

ментально; сплошная линия - аппроксимирующая экспоненциальная зависимость (1)

Зависимость  $\nu_m(r)$  описывается выражением [2, 6, 8]

$$\nu_m(r) = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2(r)}{\sigma(r, 0)}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_0 = 8,85$  Ф/м - диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\sigma(r, 0)$  - удельная проводимость по постоянному току ( $\omega=0$ ) как функция радиальной координаты. Рис. 3 иллюстрирует зависимость  $\sigma(r, 0)$ , построенную на основании данных эксперимента со взрывными плазменными струями [7]. Полученные в этом эксперименте значения  $\sigma = 25 \div 90$  См/м соответствуют данным работы [2] для плазмы флуоресцентных труб -  $\sigma = 10 \div 100$  См/м.

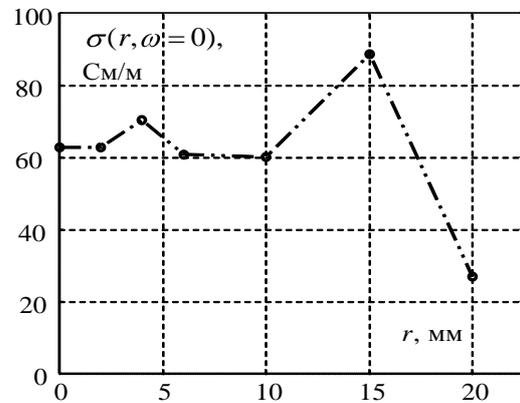


Рис. 3. Экспериментально полученная зависимость удельной проводимости плазменного столба от радиальной координаты

Значения  $\nu_m(r)$ , найденные по формуле (2), показаны на рис. 4 кружками, а сплошной линией изображена аппроксимирующая функция

$$\nu_m(r) = \nu_{m0} e^{-2\zeta r}, \quad (3)$$

где  $\nu_{m0} = \varepsilon_0 \omega_{p0}^2 / \sigma(0,0) = 9,41$  ГГц,  $\zeta = 154,93$  1/м.

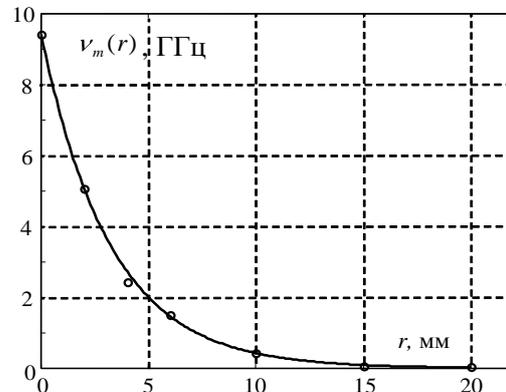


Рис. 4. Зависимость от радиальной координаты частоты столкновений между электронами и частицами плазменной

струи; кружки - экспериментальные значения, сплошная линия - аппроксимирующая экспоненциальная функция (3)

**2. Глубина скин-слоя для плазмы, концентрация которой изменяется вдоль нормали к границе со свободным пространством.** Как известно, концентрация  $n$  частиц плазмы определяет плазменную частоту  $f_p = 10^4 \sqrt{n}$  ( $n = \text{см}^{-3}$ ) и коэффициент затухания электромагнитных волн  $\alpha$ . Если плазма однородна, значение  $\alpha$  можно найти из простого выражения  $\alpha = \omega_p / c$ , где  $c$  - скорость света в вакууме, а глубину скин-слоя  $l$  - как величину, ей обратную -  $l = c / \omega_p$  (см. работу [9]).

Предположим, что концентрация  $n$  изменяется вдоль координаты  $\rho$ , которая перпендикулярна любой плоскости, касательной к границе раздела вакуум - плазма. (Координата  $\rho$  пересекает ось плазменного столба.) Для нахождения глубины скин-слоя разобьем плазменный столб на достаточно большое количество  $M$  слоев, поверхности которых являются цилиндрами, а оси совпадают с осью структуры. В пределах каждого из этих тонких слоев толщиной  $\Delta\rho$  значения концентрации плазмы (или  $\omega_p(\rho)$ ), а значит и коэффициент затухания  $\alpha(\rho)$  можно положить постоянными. Предположим также, что амплитуда возбуждаемой аксиально-симметричной поверхностной волны равна  $A_0$ .

Теперь запишем значения амплитуд прошедшей в плазму волны на границах каждого из слоев

$$\begin{aligned} A_0, \quad A_1 &= A_0 e^{-\alpha_1 \Delta\rho}, \\ A_2 &= A_1 e^{-\alpha_2 \Delta\rho} = A_0 e^{-(\alpha_1 + \alpha_2) \Delta\rho}, \\ A_3 &= A_2 e^{-\alpha_3 \Delta\rho} = A_0 e^{-(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) \Delta\rho}, \dots, \\ A_M &= A_0 \exp\left(-\sum_{m=1}^M \alpha_m \Delta\rho\right). \end{aligned}$$

Устремляя  $\Delta\rho$  к нулю, имеем

$$A(l) = A_0 \exp\left[-\int_0^l \alpha(\rho) d\rho\right].$$

Из стандартного для нижней границы скин-слоя допущения  $A(l) = A_0 / e$  следует

$$\int_0^l \alpha(\rho) d\rho = 1. \quad (4)$$

С учетом того, что коэффициент затухания электромагнитных волн в плазме  $\alpha(\rho) = \omega_p(\rho) / c$ , перепишем уравнение (4) в виде

$$\int_0^l \omega_p(\rho) d\rho = c. \quad (5)$$

Искомая глубина скин-слоя  $l$  в выражении (5) - верхний предел интегрирования. В частном случае  $\omega_p \neq \omega_p(\rho)$  из уравнения (5) следует известное выражение для глубины скин-слоя однородной плазмы  $l = c / \omega_p$ .

Поскольку радиальная координата  $r$  отсчитывается от оси столба плазмы (как в выражении (1)), для нахождения глубины скин-слоя следует перейти к координате  $\rho$ , отсчитываемой от поверхности плазмы  $r = r_0$  (рис.1), положив

$$r = r_0 - \rho. \quad (6)$$

Так как концентрация  $n(\rho)$  плавно спадает по мере удаления от оси  $r = 0$ , при измерениях вполне оправданно совместить с осью начало координаты  $r$ . Иначе возникает вопрос - какое значение радиуса  $r_0$  следует выбрать при том, что граница плазмы размыта.

Подстановка выражения (1) с учетом (6) в (5) дает

$$l = \frac{1}{\zeta} \ln 1 + \zeta l_0 e^{\zeta r_0}, \quad (7)$$

где  $l_0 = c / \omega_{p0}$  - глубина скин-слоя для плазмы той же концентрации, что и на оси струи.

При  $\zeta l_0 e^{\zeta r_0} \gg 1$  глубина скин-слоя может быть найдена из выражения для асимптоты

$$l \sim r_0 + \frac{1}{\zeta} \ln \zeta l_0. \quad (8)$$

Поскольку, как сказано выше, граница плазмы и свободного пространства размыта, из выражения (8) целесообразно определять не глубину скин-слоя  $l$ , а координату его нижней границы  $r = r_0 - l$ . При  $\zeta l_0 e^{\zeta r_0} \rightarrow \infty$  разность  $r_0 - l$  для любого значения  $r_0$  постоянна и равна  $\zeta^{-1} \ln \zeta l_0$ .

**3. Комплексный импеданс скин-слоя плазменного столба.** Ток  $I = js$  плотности  $j$ , протекающий по проводнику с площадью поперечного сечения  $s$ , может быть представлен также в виде  $I = YU$ , где  $Y$  - проводимость,  $U$  - приложенное к проводнику напряжение. Поскольку  $j = \sigma |\vec{E}|$  ( $\sigma$  - удельная проводимость;  $|\vec{E}| = U / \Lambda$  - модуль напряженности электрического поля;  $\Lambda$  - длина проводника), проводимость  $Y$  выражается через  $\sigma$ ,  $s$  и  $\Lambda$  следующим

шим образом:

$$Y = \frac{1}{\Lambda} \sigma s .$$

Если  $\sigma$  - функция радиальной координаты  $r$  и частоты  $\omega$ , то проводимость некоторого достаточно малого объема  $\Lambda \Delta s$ , в пределах которого значение  $\sigma(r, \omega)$  можно считать постоянным, есть

$$\Delta Y = \frac{1}{\Lambda} \sigma(r, \omega) \Delta s, \quad (9)$$

а значит при  $\Delta s \rightarrow 0$  проводимость всего проводника будет

$$Y = \int_S dY, \quad (10)$$

где  $S$  - сечение проводника - кольцо, внешний радиус которого совпадает с верхней границей скин-слоя, а внутренний - с нижней. В качестве малой площади  $\Delta s$  выберем площадь кольца, внешний и внутренний радиусы которого отличаются друг от друга на величину  $\Delta r$ . Пренебрегая малой величиной второго порядка малости, запишем

$$\Delta s = \pi [r^2 - (r - \Delta r)^2] \approx 2\pi r \Delta r. \quad (11)$$

Устремляя  $\Delta r$  к нулю и суммируя элементарные проводимости, из (9), (10) и (11) получим

$$Y = \frac{2\pi}{\Lambda} \int_{r_0-l}^{r_0} r \sigma(r, \omega) dr, \quad (12)$$

где  $r_0$  - радиус плазменного столба.

С учетом того, что плазменная частота  $\omega_p$  и частота столкновений  $\nu_m$  зависят от радиальной координаты, удельная проводимость плазмы как функция частоты описывается выражением

$$\sigma(r, \omega) = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2(r)}{\nu_m(r) + i\omega}, \quad (13)$$

где  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\omega$  - частота поверхностной волны [5, 6, 8]. Подстановка выражения (13) в (12) дает

$$Y = \frac{2\pi}{\Lambda} \psi - i\xi,$$

где

$$\psi = \varepsilon_0 \int_{r_0-l}^{r_0} r \frac{\omega_p^2(r) \nu_m(r)}{\nu_m^2(r) + \omega^2} dr;$$

$$\xi = \varepsilon_0 \omega \int_{r_0-l}^{r_0} r \frac{\omega_p^2(r)}{\nu_m^2(r) + \omega^2} dr.$$

Отсюда для комплексного импеданса

скин-слоя получаем

$$Z = \frac{1}{Y} = R + iX, \quad (14)$$

где

$$R = \frac{\Lambda}{2\pi} \frac{\psi}{\nu_m^2 + \omega^2}; \quad X = \frac{\Lambda}{2\pi} \frac{\xi}{\nu_m^2 + \omega^2}. \quad (15)$$

Поскольку  $\xi > 0$ , мнимая часть  $X$  импеданса  $Z$  имеет индуктивный характер, что отражает необходимое свойство структур, способных направлять поверхностные волны [10].

1) В случае независимости удельной проводимости от радиальной координаты -  $\sigma(r, \omega) = \sigma_c(\omega)$ , если  $\omega_p r = \omega_{pc}$ ;  $\nu_m r = \nu_{mc}$ ;  $l = l_c = c/\omega_{pc}$  из (12) и (13) следует

$$Y_c = \frac{\pi}{\Lambda} \sigma_c(\omega) l_c^2 \left( \frac{2r_0}{l_c} - 1 \right).$$

Учитывая, что  $\pi c \varepsilon_0^{-1} = \pi^{-1} \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120$  и вводя обозначение  $2r_0 = D$ , для импеданса  $Z_c = 1/Y_c$  скин-слоя однородного плазменного столба имеем выражение

$$Z_c = 120 \frac{\nu_{mc} + i\omega \Lambda/c}{D/l_c - 1}.$$

2) При малой частоте столкновений ( $\nu_m \ll \omega$ ) и экспоненциальной зависимости  $f_p(r)$  (согласно (1)) мнимая часть  $X$  импеданса  $Z$  на основании выражений (12) и (13) может быть приближенно представлена в виде

$$X \approx \frac{\Lambda}{p} - \text{Im}[\sigma(0, \omega)]^{-1}, \quad (16)$$

где  $\sigma(0, \omega) = -i\varepsilon_0 \omega_{p0}^2/\omega$  - удельная проводимость плазмы на оси  $r=0$ ;

$p = 2\pi \int_{r_0-l}^{r_0} r e^{-2\zeta r} dr$  - некоторая площадь, для которой можно получить

$$p = \frac{\pi}{\zeta} \left[ \left( r_0 + \frac{1}{2\zeta} \right) e^{2\zeta l} - 1 - l e^{2\zeta l} \right] e^{-2\zeta r_0}.$$

Допущение  $e^{2\zeta l} \gg 1$  позволяет записать

$$p = \frac{\pi}{2\zeta^2} (1 + \zeta d) e^{-\zeta d}, \quad (17)$$

где  $d = 2(r_0 - l)$  - диаметр, соответствующий нижней границе скин-слоя.

3) В случае, когда зависимость  $\nu_m(r)$  задается формулой (3), представим выражения для  $\xi$  и  $\psi$  в виде

$$\psi = \varepsilon_0 v_{m0} \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2} \int_{d/2}^{D/2} r \frac{e^{-4\zeta r}}{1+k e^{-4\zeta r}} dr,$$

$$\xi = \varepsilon_0 \frac{\omega_{p0}^2}{\omega} \int_{d/2}^{D/2} r \frac{e^{-2\zeta r}}{1+k e^{-4\zeta r}} dr,$$

где  $D=2r_0$ ;  $d=2 r_0 - l$  ;  $k = v_{m0} / \omega^2$ ,  
и получим

$$\psi = \frac{\varepsilon_0 \omega_{p0}^2}{16\zeta^2 v_{m0}} \times \left\{ 2 \zeta D^2 \left[ 1 - \frac{1}{\zeta D} \ln \left( 1 + \frac{e^{2\zeta D}}{k} \right) \right] - \right.$$

$$\left. - 2 \zeta d^2 \left[ 1 - \frac{1}{\zeta d} \ln \left( 1 + \frac{e^{2\zeta d}}{k} \right) \right] + \text{Li}_2 \left( -\frac{e^{2\zeta d}}{k} \right) - \text{Li}_2 \left( -\frac{e^{2\zeta D}}{k} \right) \right\}, \quad (18)$$

$$\xi = \frac{\varepsilon_0 \omega_{p0}^2}{4\zeta^2 v_{m0}} \left\{ \zeta D \arctg \frac{e^{\zeta D}}{\sqrt{k}} - \zeta d \arctg \frac{e^{\zeta d}}{\sqrt{k}} - \frac{1}{2i} \left[ \text{Li}_2 \left( i \frac{e^{\zeta D}}{\sqrt{k}} \right) - \text{Li}_2 \left( -i \frac{e^{\zeta D}}{\sqrt{k}} \right) \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2i} \left[ \text{Li}_2 \left( i \frac{e^{\zeta d}}{\sqrt{k}} \right) - \text{Li}_2 \left( -i \frac{e^{\zeta d}}{\sqrt{k}} \right) \right] \right\},$$

где  $i = \sqrt{-1}$ ;  $\text{Li}_2(z) = \int_z^0 \frac{\ln 1-t}{t} dt$  - дилогарифм (полилогарифмическая функция второго порядка);  $\text{Li}_n(z) = \sum_{k=1}^{\infty} z^k / k^n$  при  $0 \leq z \leq 1$ .

Заметим, что в полученном выражении для  $\xi$  линейная комбинация дилогарифмов мнимых сопряженных аргументов вида

$$\left[ \text{Li}_2 ix - \text{Li}_2 -ix \right] / 2i$$

определяет действительную функцию вещественного аргумента  $x$ . Вычисление дилогарифма предусмотрено в системе Mathematica.

**4. Результаты вычислений.** На рис. 5 приведены графики зависимостей от частоты реальной  $R$  и мнимой  $X$  частей импеданса  $Z$ , вычисленных по формулам (14), (15), (18) при  $\sigma(0,0) = 63,023$  См/м,  $r_0 = 50$  мм,  $\Lambda = 150$  мм и для законов изменения  $f_p(r)$  и  $v_m(r)$ , приведенных на рис. 2 и 4 ( $\zeta = 154,93$  1/м,  $f_{p0} = 41,198$  ГГц,  $v_{m0} = 9,41$  ГГц).

Вычисления по формуле (8) показали, что диаметр цилиндра  $d = 2 r_0 - l$ , расположенного непосредственно под скин-слоем, в рассматриваемом случае составляет 22,2 мм. Отсюда следует, что на нижней границе скин-слоя  $r = r_0 - l$  плазменная частота имеет значение  $f_p \approx 7,4$  ГГц (см. рис. 2), а частота столкновения между частицами плазмы  $v_m \approx 300$  МГц (см.

рис. 4). Эти значения близки по порядку величины к данным ряда авторов, рассматривавших плазменные антенны на базе флуоресцентных труб -  $f_p \approx 6,4 \div 10$  ГГц,  $v_m = 500 \div 1000$  МГц [2, 5, 6].

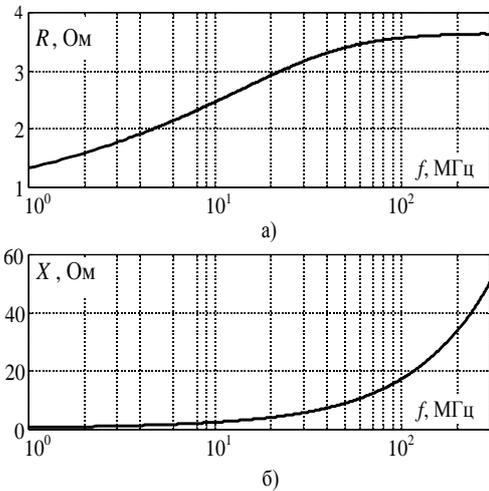


Рис. 5. Зависимости от частоты: а) - реальной и б) - мнимой частей импеданса плазменного столба для законов изменения  $f_p(r)$  и  $v_m(r)$ , задаваемых выражениями (1) и (3)

При постоянном токе значение активного сопротивления  $R$  составляет 0,319 Ом, а реактивного  $X$  - 0 Ом. В диапазоне частот от 1 до 100 МГц значение  $R$  изменяется от 1,33 до 3,57 Ом (рис. 5; на единицу длины - 8,87÷23,8 Ом/м) и при дальнейшем увеличении частоты приближается к горизонтальной асимптоте  $R_{\infty} = 3,64$  Ом (24,27 Ом/м).

Реактивное же сопротивление  $X$  с повышением частоты возрастает неограниченно. Из графика рис. 5,б может быть определена эквивалентная индуктивность скин-слоя  $L_{\text{экв}}(f) = X(f)/(2\pi f)$ .

Так, например, при  $f = 1$  МГц значение  $L_{\text{экв}}$  равно 113,6 нГн, а при  $f = 100$  МГц - 27,5 нГн. Фазовый угол  $\varphi = \arctg X/R$  (рис. 6) на частоте 1 МГц равен  $28,3^\circ$ , а при частотах больших 100 МГц превышает  $78,3^\circ$  и стремится к значению  $\varphi = 90^\circ$  при  $f \rightarrow \infty$ .

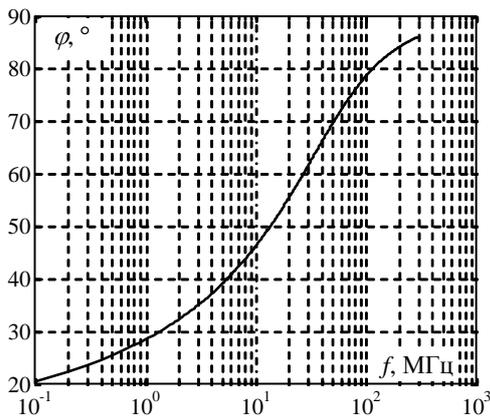


Рис. 6. Зависимость от частоты фазового угла импеданса плазменного столба для  $\sigma(0,0)=63,023$  См/м,  $r_0=50$  мм,  $\Lambda=150$  мм и законов изменения  $f_p(r)$  и  $V_m(r)$ , задаваемых выражениями (1), (3) ( $f_{p0}=41,198$  ГГц,  $\zeta=154,93$  1/м)

**Выводы.** Таким образом, получены аналитические выражения для вычисления глубины скин-слоя плазмы, концентрация которой изменяется по направлению нормали к ее границе со свободным пространством, а также для импеданса скин-слоя плазменного столба, созданного взрывным методом. Установлено, что диаметр плазменного цилиндра, расположенного непосредственно под нижней границей скин-слоя составляет 22 мм, а активное сопротивление потерь скин-слоя при длине плазменного столба 15 см в диапазоне частот 1÷100 МГц изменяется в пределах  $1,33 \div 3,57$  Ом и при дальнейшем увеличении частоты приближается к горизонтальной асимптоте  $R_\infty = 3,64$  Ом. Показано, что значение эквивалентной индуктивности скин-слоя в диапазоне частот 1÷100 МГц изменяется от 113,6 до 27,5 нГн, а сдвиг фаз между током и электрическим полем - от  $28,3^\circ$  до  $78,3^\circ$ .

Автор признателен В. А. Сошенко за предоставленные экспериментальные данные,

благодаря которым стало возможным получить важные для практики количественные оценки.

1. Patent 1,309,031. Aerial Conductor for Wireless Signaling and Other Purposes / J. Hettinger // - 1919. - July 8.
2. Rayner J. Ph., Wichello A. Ph., Cheetham A. D. Physical Characteristics of Plasma Antennas // IEEE Trans. on Plasma Science. - 2004. - 32, №1. - P.269-281.
3. <http://www.rpsphysse.anu.edu.au/~ggb112/>
4. Jenn D.C. Plasma antennas: Survey of Techniques and the Current State of the Art. - Monterey, California, 2003, September 29. - 27 p. - (Technical Report. Naval Postgraduate School; № 93943-5000). (<http://www.nps.navy.mil/Faculty/jenn/pubs/PlasmaReportFinal.pdf>)
5. Zhou Zhaoxian. Application of Plasma Columns to RF Antennas / - New Mechico, 2000. - 11 p. - (University of New Mechico. Department of Electrical Engineering). (<http://www.rpsphysse.anu.edu.au/~ggb112/publications/apl.pdf>)
6. Borg G. G., Harris J. H., Martin N. M., Thorncraft D., Milliken R., Miljak D. G., Kwan B., Ng T., and Kircher J. Plasma as antennas: Theory, experiment and applications // Physics of Plasmas. - 2000. - 7, №5. - P.2198-2202.
7. Новиков В.Е., Пузанов А.О., Синьков В.В., Сошенко В.А. Физические предпосылки к созданию плазменной антенны // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2004. - 9, №2. - С.409-412.
8. Смирнов Б. М. Введение в физику плазмы. - М.: Наука, 1982. - 224 с.
9. Крол Н., Трайвеллис А. Основы физики плазмы / Пер. с англ. под ред. А. М. Дыхне. - М.: Мир, 1975. - 528 с.
10. Никольский В. В. Антенны. - М.: Связь, 1966. - 368 с.

## COMPLEX IMPEDANCE OF A SKIN LAYER OF A PLASMA JET GENERATED WITH AN EXPLOSIVE METHOD IN FREE SPACE

O. O. Puzanov

The analytical expressions describing the frequency dependence of complex impedance of a skin layer of a plasma jet, generated using an explosive method have been obtained. The measured characteristics of the plasma are used to calculate the resistance and reactance.

**Key words:** plasma antennas, skin layer, resistance

## КОМПЛЕКСНИЙ ІМПЕДАНС СКИН-ШАРУ ПЛАЗМОВОГО СТОВПА, СФОРМОВАНОГО У ВІЛЬНОМУ ПРОСТОРІ МЕТОДОМ ВИБУХУ

O. O. Puzanov

Одержано аналітичні вирази, що описують частотну залежність комплексного імпедансу скин-шару плазмового стовпа, утвореного методом вибуху. Для розрахунків активної та реактивної складових імпедансу застосовано експериментальні характеристики плазми.

**Ключові слова:** плазмові антени, скин-шар, опір втраг.

Рукопись поступила 28 декабря 2006 г.