

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 551.510.535

**ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ОДНОВРЕМЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ
И ЧАСТОТЫ СТОЛКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С МОЛЕКУЛАМИ
В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ**

А. М. Гокюв, В. А. Мисюра, Л. А. Пивень

В [1] предложена модификация корреляционного метода определения электронной концентрации N в нижней ионосфере с целью расширения исследуемого высотного диапазона и устранения (или существенного уменьшения) погрешностей, вызванных стратификацией неоднородностей и неполным совпадением объемов рассеяния обыкновенной «о» и необыкновенной «н» компонент. Электронная концентрация (высотный профиль $N(z)$, z — высота в километрах) при этом определяется по измерениям частично отраженных (ЧО) сигналов на двух несколько различных частотах f_1 и f_2 . В эксперименте изменяется $\Delta f = f_1 - f_2$ ($f_1 > f_2$, на f_1 регистрируется «о»-компонента, на f_2 — «н»-компонента ЧО сигналов), регистрируется максимум коэффициента корреляции амплитуд «о» (A_o) и «н» (A_n) поляризацій $\rho_{A_o A_n}$ на частотах f_1 и f_2 соответственно и из соотношения [1]

$$f_0 = (f_1 - f_2) \left[\frac{(f_1 - f_L) f_1}{(f_1 - f_L)^2 + (\nu/2\pi)^2} - \frac{(f_2 + f_L) f_2}{(f_2 + f_L)^2 + (\nu/2\pi)^2} \right]^{-1} \quad (1)$$

путем задания эффективной частоты столкновений ν вычисляется N и затем $N(z)$. Здесь f_L — продольная компонента гирочастоты электронов. При этом неопределенность в знании $\nu(z)$ для конкретных условий эксперимента приводит к некоторой (часто значительной и что еще хуже — неизвестной) погрешности в $N(z)$, поскольку $\nu(z)$ берется из моделей, которые еще весьма несовершенны.

Для устранения этого недостатка предлагается получать N и ν одновременно в рамках предложенного в [1] способа с некоторой его модификацией: одновременно измеряются два коэффициента корреляции, используя три различные рабочие частоты $f_1 > f_2 > f_3$. При этом принимаются «о»-компонента на частоте f_1 , «о»- и «н»-компоненты на частоте f_2 , «н»-компонента на частоте f_3 и измеряются коэффициенты корреляции $\rho_{A_{o1} A_{n2}}$ и $\rho_{A_{o2} A_{n3}}$ (индексы 1, 2, 3, соответствуют частотам f_1, f_2, f_3). В опыте изменяются две расстройки частот $\Delta f_{12} = f_1 - f_2$ и $\Delta f_{23} = f_2 - f_3$, регистрируются одновременно максимумы $\rho_{A_{o1} A_{n2}}$ и $\rho_{A_{o2} A_{n3}}$ и из соотношения (которое в этом случае легко получается из (1))

$$\begin{aligned} (f_1 - f_2) \left[\frac{(f_1 - f_L) f_1}{(f_1 - f_L)^2 + (\nu/2\pi)^2} - \frac{(f_2 + f_L) f_2}{(f_2 + f_L)^2 + (\nu/2\pi)^2} \right]^{-1} = \\ = (f_2 - f_3) \left[\frac{(f_2 - f_L) f_2}{(f_2 - f_L)^2 + (\nu/2\pi)^2} - \frac{(f_3 + f_L) f_3}{(f_3 + f_L)^2 + (\nu/2\pi)^2} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (2)$$

вычисляется ν (или $\nu(z)$), поскольку в (2) один неизвестный параметр ν . Полученное значение ν подставляется в (1) и вычисляется N .

Все преимущества, изложенные в [1], при этом сохраняются.

В Харьковском госуниверситете разрабатывается аппаратура и планируется проведение измерений описанным способом с использованием многочастотного зондирования с помощью широкополосного стационарного комплекса частичных отражений, сопряженного с ЭВМ. Использование многочастотного зондирования ионосферы (когда одновременно ведется излучение и прием на ряде частот из диапазона $f = 2-6$ МГц) позволит отказаться от перестроек Δf_{12} и Δf_{23} при проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 6, с. 762.

Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию 5 мая 1986 г.

УДК 621.39667.021:533.951

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ И ИМПЕДАНС ПЕТЛЕВОЙ АНТЕННЫ В ПЛАЗМЕ

С. А. Горбунов, Т. Л. Потапова

Исследование ближней зоны и импеданса антенны в виде кругового витка, помещенной в плазму, представляет значительный интерес ввиду широкого использования таких антенн в качестве приемных и излучающих в проводимых и планируемых экспериментах.

В [1] отмечено, что магнитное поле в ближней зоне антенн такого типа, помещенных в плазму и имеющих достаточно малые размеры $a \ll \lambda/n_{\text{эфф}}$ (a — размер антенны, λ — длина волны, $n_{\text{эфф}}$ — некоторый эффективный показатель преломления), близко к создаваемому ими магнитному полю в вакууме. В настоящей работе исследуется изменение магнитного поля, связанное с наличием плазмы. На основе полученных выражений определены расстояния, где магнитное поле может быть найдено в квазистатическом приближении. В рамках этого приближения вычислено изменение индуктивности антенны, обусловленное наличием плазмы.

Изменение магнитного поля вблизи антенны. Рассмотрим круговой виток с амплитудой тока I радиуса a , помещенный в плазму. Предполагая зависимость всех величин от времени пропорциональной $\exp(-i\omega t)$ и представляя амплитуду магнитного поля $\mathbf{b}(\omega, \mathbf{R}) = \mathbf{B}_c(\mathbf{R}) + \mathbf{b}(\omega, \mathbf{R})$, $B_c \gg b$, где \mathbf{B}_c — магнитное поле, создаваемое статическим током той же конфигурации в вакууме, для \mathbf{b} имеем

$$\text{rot } \mathbf{b} = -ik_0 \mathbf{E} + (4\pi/c) \mathbf{j}(\rho), \quad \text{div } \mathbf{b} = 0, \quad k_0 = \omega/c. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{E} — напряженность электрического поля, $\mathbf{j}(\rho)$ — связанная с ней плотность тока плазмы. Представление решения (1) в виде свертки по плоским волнам получено в [2].

Представим $\mathbf{b} = \mathbf{b}^n + \mathbf{b}^0$, где $\mathbf{b}^{n,0}$ — изменения магнитного поля, связанные с вихревой и потенциальной составляющими электрического поля и соответствующими токами плазмы. Составляющая \mathbf{b}^0 имеет различный характер при $\epsilon_1 \epsilon_2 > 0$ и $\epsilon_1 \epsilon_2 < 0$ (обозначения соответствуют принятым в [1]), так как во втором случае в плазме возможны электростатические колебания. Отметим, что \mathbf{b}^0 содержит часть \mathbf{b}_n , не связанную с влиянием плазмы и входящую в магнитное поле вблизи антенны в вакууме. Эту часть можно получить из записанных далее формул, полагая $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$, $\epsilon_2 = 0$. Условие $B_c \gg b_n$, $R \gg a$, приводящее к очевидному соотношению $R \ll k_0^{-1}$, как раз и определяет границы ближней зоны в вакууме. В плазме это условие заменяется на $B_c \gg b$ и размеры ближней зоны, как показано далее, существенно уменьшаются.

Предполагая, что магнитный момент антенны направлен вдоль внешнего магнитного поля, имеем для компонент b^0

$$b_r^n = \epsilon_1 \epsilon_2^{-1} b_r^0, \quad b_z^n = -i\epsilon_2 k_0^2 \int_0^{\infty} q z r^{-1} [q^{-2}(R^2 + a^2)K(p) - E(p)], \\ b_z^0 = \epsilon_1 k_0^2 \int_0^{\infty} q [E(p) - (R^2 - a^2)q^{-2}K(p)],$$

где $q^2 = (a+r)^2 + z^2$, а $p = 2(ar)^{1/2}/q$ — аргумент полных эллиптических интегралов первого и второго рода $K(p)$, $E(p)$. Ось z цилиндрической системы координат (r, φ, z) , начало которой помещено в центр витка, совпадает с направлением его магнитного момента, $R = (r^2 + z^2)^{1/2}$. На оси витка ($r=0$) и в его плоскости ($z=0$) эти выражения существенно упрощаются [2]. На расстояниях $R \gg a$ \mathbf{b}^0 определяется выражениями для магнитного диполя с моментом $\mathbf{m} = Ia^2/c$:

$$b_{r\mathbf{m}}^n = -i\epsilon_2 k_0^2 (m/2) z r R^{-3}, \quad b_{z\mathbf{m}}^n = \epsilon_1 k_0^2 (m/2) (z^2 R^{-3} + R^{-3}). \quad (2)$$

Для компонент \mathbf{b}^n имеем

$$b_r^n = \epsilon_2 b_z^n (\epsilon_1 - \epsilon_2)^{-1}, \quad b_z^n = -ik_0^2 \int_0^{\infty} q^{-1} \epsilon_2 \{ (1 - \gamma^2)^{-1} [\zeta_1^{\wedge}(r, z) - \zeta_1(r, z)] - z \zeta_1^{\wedge}(r, z) \},$$