

ЧАСТОТНО-ПРОСТРАНСТВЕННОЕ СКАНИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

И.С. Еремин, С.М. Еремин

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН

E-mail: ileee@mail.ru

Исследованы особенности формирования пространственной структуры электромагнитных волн в диапазоне спиральных волн, излучаемых антеннами, помещёнными в магнитоактивную плазму. Показано, что применительно к параметрам околоземной ионосферы, изменение частоты излучаемых волн приводит к изменению направлений векторов групповых скоростей волновых пакетов.

Применение излучающих антенн НЧ–диапазона, устанавливаемых на борту космических аппаратов (КА), открывает новые возможности для исследования процессов взаимодействия электромагнитных волн с частицами плазмы в околоземном космическом пространстве и изучения строения и динамики магнитосферной плазмы, а также для решения ряда практических задач. В частности, представляет интерес исследование особенностей формирования пространственной структуры электромагнитных полей, излученных антеннами, располагаемыми на борту КА. В настоящем сообщении излагаются результаты такого исследования.

Описывается процедура определения электромагнитных полей, возбуждаемых произвольным распределением стороннего гармонического электрического тока $\mathbf{I}(\mathbf{r}')e^{j\omega t}$, размещенного в однородной линейной магнитоактивной плазме, характеризуемой тензором диэлектрической проницаемости $\boldsymbol{\varepsilon}$. Показано, что применение метода седловых точек для определения пространственной структуры излученных электромагнитных полей в зоне излучения, устанавливает связь между направлениями векторов волновых пакетов (углы γ) и направлениями фазовых скоростей элементарных парциальных волн (углы θ), формирующих эти пакеты. В сферической системе координат эта связь определяется соотношением:

$$\gamma(\theta) = \theta - \arctg[n^{-1}(\theta)\partial n(\theta)/\partial\theta] \quad (1)$$

где γ , θ полярные углы в пространстве наблюдения и в пространстве волновых векторов \mathbf{k} ; $n(\theta)$ – корень дисперсионного уравнения $\text{Det}[\mathbf{L}(\mathbf{k},\boldsymbol{\varepsilon})]=0$; $n(\theta)=k/k_0$, $n^2(\theta)>0$, соответствующий показателю преломления «необыкновенной волны», распространяющейся в магнитоактивной плазме; $\mathbf{L}(\mathbf{k},\boldsymbol{\varepsilon})$ – Фурье-образ линейного волнового дифференциального оператора $\mathbf{L}(\mathbf{r},\boldsymbol{\varepsilon}) = \nabla \times \nabla \times - k_0 \boldsymbol{\varepsilon}$, имеющий вид эрмитова тензора ранга; k_0 – волновое число свободного пространства; $\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{x}\boldsymbol{x}\varepsilon_1 - \boldsymbol{j}\boldsymbol{x}\boldsymbol{y}\varepsilon_2 + \boldsymbol{j}\boldsymbol{y}\boldsymbol{x}\varepsilon_2 + \boldsymbol{y}\boldsymbol{y}\varepsilon_1 + \boldsymbol{z}\boldsymbol{z}\varepsilon_3$ – тензор диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы, имеющий стандартную форму записи в декартовых координатах в которой $\mathbf{z} \parallel \mathbf{H}^0$ (\mathbf{H}^0 – вектор внешнего статического магнитного поля); элементы ε_1 , ε_2 , ε_3 определяются параметрами плазмы и частотой электромагнитного поля ω . Отметим, что зависимость $\gamma(\theta)$ представляет собой математическую формулировку принципа Ферма для электромагнитных волн магнитоактивной плазмы, дисперсионная поверхность показателя преломления которых описывается функцией $n(\theta)$ [1].

Как известно, в магнитоактивной плазме с параметрами околоземной ионосферы, где выполняется условие $\omega_{не} < \omega_{ре}$, ($\omega_{не}$, $\omega_{ре}$ – соответственно гироэлектронная и плазменная электронная частоты), могут распространяться «необыкновенные» волны в диапазоне частот $\omega_{ни} < \omega < \omega_{не}$ ($\omega_{ни}$ – ионная гирочастота), для которых $n^2(\theta) > 0$ (спиральные волны, или геликоны, или, как их называют применительно к ионосфере – свистовые моды)[2]. В указанном диапазоне частот формы поверхностей $n(\theta)$ и связанные с ними зависимости $\gamma(\theta)$ сложным образом зависят от отношений $\omega/\omega_{ни}$, $\omega/\omega_{нгр}$, $\omega/\omega_{не}$ ($\omega_{нгр}$ – частота нижнего гибридного резонанса). Для $\omega_{ни} < \omega < 4,6\omega_{ни}$ поверхность $n(\theta)$ замкнута и на ней отсутствуют точки перегиба (знак кривизны постоянный). При $4,6\omega_{ни} < \omega < \omega_{нгр}$ ($\omega_{нгр} = [\omega_{ни} \cdot \omega_{не} (1 + \omega_{не}^2/\omega_{ре}^2)^{-1} + \omega_{ни}^2]^{1/2}$) как и в

первом случае, поверхность $n(\theta)$ для этого интервала частот замкнута. Вместе с тем, на ней существуют две точки перегиба, при переходе через которые знак кривизны $n(\theta)$ меняется. Указанным точкам перегиба в пространстве наблюдения соответствуют направления, в которых $\partial\gamma/\partial\theta=0$ и, следовательно, направление групповой скорости перестаёт зависеть от направления фазовой скорости.

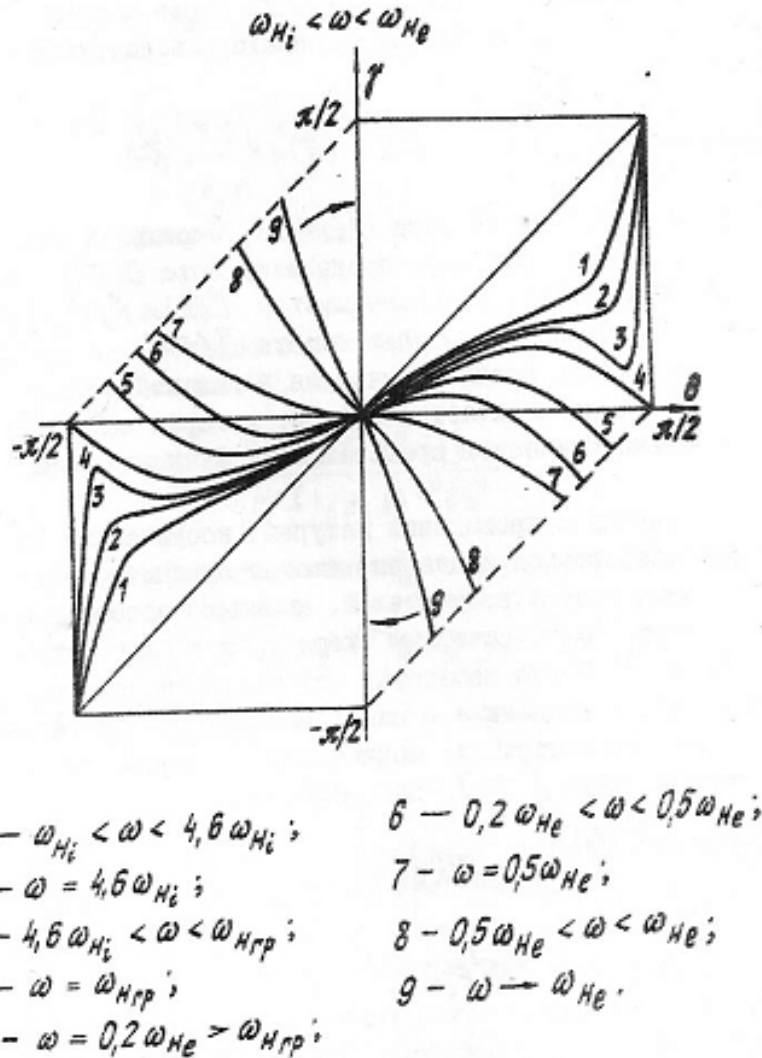


Рис. 1 Зависимости направлений векторов Пойнтинга от направлений фазовых скоростей для дневной ионосферы

При $\omega_{H_{гр}} < \omega < 0,5 \omega_{H_e}$ реализуется случай «гиперболических» условий, когда $\text{Re}(\epsilon_1, \epsilon_3) < 0$, а поверхность $n(\theta)$ становится разомкнутой. Вместе с тем на поверхности $n(\theta)$ сохраняется одна точка перегиба. Для интервала частот $0,5 \omega_{H_e} < \omega < \omega_{H_e}$ поверхность $n(\theta)$ разомкнута и на ней отсутствуют точки перегиба (знак кривизны постоянный, а поверхность $n(\theta)$ вогнута). На рис. 1 представлены зависимости $\gamma(\theta)$, рассчитанные для указанного диапазона частот применительно к параметрам дневной ионосферы на высоте 400 км. Как следует из этих зависимостей, для фиксированного направления фазовой скорости волнового пакета (при условии, что это направление сохраняется в указанном диапазоне частот), направление вектора волнового

пакета (вектора Пойнтинга) изменяется при изменении частоты. Эта особенность с одной стороны может быть положена в основу способа управления вектором Пойнтинга излучённых электромагнитных волн, а с другой стороны, является объективным фактором, который должен учитываться при анализе эффектов распространения электромагнитных волн в магнитоактивной плазме (например, при зондировании плазмы ЛЧМ или ЧМ радиоволнами). В качестве примера на рис. 2 изображена схема формирования на поверхности Земли «зоны засветки» источником, расположенным на борту КА. Изменяя частоту источника ω (на рисунке $\omega_1 < \omega_2$), можно фиксировать «зону засветки».

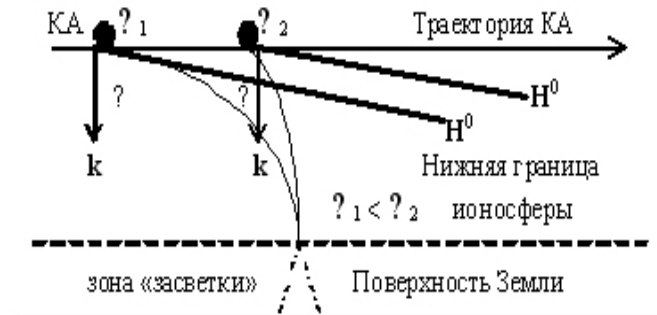


Рис. 2 Схема стабилизации зоны «засветки» на поверхности Земли

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М. Наука. 1982.
2. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М. Наука. 1970