УДК 550.388.2

В. Д. Гусев
Л. И. Приходько

РАСПЫЛЕНИЕ ОГРАНИЧЕННЫХ ПУЧКОВ, ВЫЗВАННОЕ АНИЗОТРОПНЫМИ ИОНОГРАФИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

В работе [1] рассматривалось влияние случайных неоднородностей на распыление ограниченного пучка при распространении его в «линейном» ионосферном слое. При этом предполагалось, что функция корреляции неоднородностей изотропна и имеет вид гауссоиды. В реальных условиях рассеивающие ионосферы неоднородности представляют собой объемную структуру, средняя форма которой является эллипсоидом вращения, вытянутым в направлении магнитного поля Земли. Функция корреляции флуктуаций диэлектрической проницаемости ионосферы может быть выбрана тогда в виде

$$W_{E_1} = \overline{E_1^2}\, e^{-\mathbf{r}A\mathbf{r}},$$

где $A = ((a_{ij}))$ — симметричная матрица, $\mathbf{r}$ — вектор смещения, $\overline{E_1^2}$ — дисперсия флуктуаций диэлектрической проницаемости.

Рассмотрим расплывание ограниченного пучка за счет рассеяния на анизотропных неоднородностях ионосферы и выясним зависимость этого эффекта от направления радиотрассы и ориентации неоднородностей.

Пусть $(x\ \ y\ \ z)$ — система координат, в которой расположена радиотрасса, а $(x'\ \ y'\ \ z')$ — система координат, в которой находится эллипсоидальная неоднородность, причем магнитное поле Земли $\mathbf{H}$ направлено по оси z. Тогда в системе (xyz) элементы матрицы, описывающей эллипсоидальные неоднородности, имеют следующий вид [2]:

$$a_{11} = \frac{1}{d^2}\,[e^2(\sin^2\beta + \cos^2\alpha\cos^2\beta) + \sin^2\alpha\cos^2\beta];$$

$$a_{22} = \frac{1}{d^2}\,[e^2(\cos^2\beta + \cos^2\alpha\sin^2\beta) + \sin^2\alpha\sin^2\beta];$$

$$a_{33} = \frac{1}{d^2}\,(e^2\sin^2\alpha + \cos^2\alpha); \qquad a_{12} = \frac{1}{d^2}\,(1 - e^2)\sin^2\alpha\sin\beta\cos\beta;$$

$$a_{13} = \frac{1}{d^2}\,(1 - e^2)\sin\alpha\cos\alpha\cos\beta; \qquad a_{23} = \frac{1}{d^2}\,(1 - e^2)\sin\alpha\cos\alpha\sin\beta,$$

Здесь $e = d/b$ — отношение полуосей эллипсоида вращения, d — большая полуось, b — малая полуось, α — угол между осью z и направлением магнитного поля $\mathbf{H}_0$, β — азимут радиотрассы, отсчитываемый от плоскости магнитного меридиана.

Если ширина ограниченного пучка a_0, распространяющегося в ионосферном слое, значительно превышает средний радиус корреляции случайных неоднородностей, то можно считать, что геометрические границы пучка движутся неизменно [1]. При этом мерой расплывания пучка, вызванного рассеянием на случайных неоднородностях среды, может быть выбрана величина $\overline{\Delta^2}/a_0$, где $\overline{\Delta^2}$ — дисперсия флуктуаций горизонтального смещения пучка.

Выбрав систему координат так, чтобы радиотрасса лежала в плоскости (xz), а ось z совпадала с нормалью к ионосфере, проведем расчет в приближении геометрической оптики, рассматривая смещение геометрических границ пучка как смещение лучей. Тогда методом, описанным в [1], можно найти аналитические выражения для дисперсий флуктуаций горизонтального смещения пучка в плоскости падения $(\overline{\Delta_x^2})$ и в направлении, перпендикулярном плоскости падения $(\overline{\Delta_y^2})$ при произвольных значениях углов α и β. Полученные выражения свидетельствуют о зависимости дисперсий $\overline{\Delta_x^2}$ и $\overline{\Delta_y^2}$, а следовательно, и расплывания ограниченного пучка от состояния рассеивающих неоднородностей, от направления радиотрассы (угла β), от магнитной широты точки отражения (угла $(\pi/2) - \alpha$) и от угла падения θ_0. Из-за громоздкости полученных выражений мы их выписывать не будем и приведем результаты для некоторых частных случаев.

1. Область отражения расположена над магнитным полюсом ($\alpha=0$). Для дисперсий $\overline{\Delta_x^2}$ и $\overline{\Delta_y^2}$ на выходе из ионосферного слоя имеем

$$\overline{\Delta_x^2}(\alpha=0)=\frac{4\sqrt{\pi}\,\overline{\varepsilon_1^2}\,z_0^3}{b}\left[\cos\theta_0(1-2\cos 2\theta_0)+(2\operatorname{ctg}^2\theta_0-3)\ln\operatorname{ctg}\frac{\theta_0}{2}\right],$$

$$\overline{\Delta_y^2}(\alpha=0)=\frac{4\sqrt{\pi}\,\overline{\varepsilon_1^2}\,z_0^3}{b}\left[\cos\theta_0+\sin^2\theta_0(2\operatorname{ctg}^2\theta_0-1)\ln\operatorname{ctg}\frac{\theta_0}{2}\right],$$

где z_0 — полутолщина слоя. В этом случае дисперсии $\overline{\Delta_x^2}$, $\overline{\Delta_y^2}$, а следовательно, и расплывание пучка не зависят от направления радиотрассы (угла β). Зависимость от

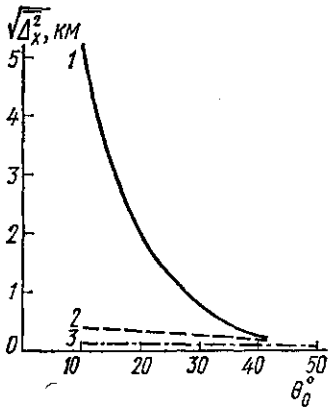

Рис. 1. Зависимость стандарта флуктуаций $\sqrt{\overline{\Delta_x^2}}$ на разных радиотрассах от угла падения θ_0

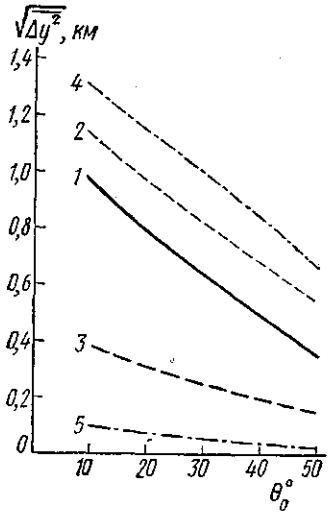

Рис. 2. Зависимость $\sqrt{\overline{\Delta_y^2}}$ на разных радиотрассах от угла падения θ_0

угла падения θ_0 такая же, как при изотропной функции корреляции неоднородностей. При этом радиус корреляции изотропных неоднородностей l следует заменить на размер наименьшей полуоси эллипсоида выражения b.

2. Область отражения расположена над магнитным экватором ($\alpha=\pi/2$), а угол $\beta=0$. В этом случае

$$\overline{\Delta_x^2}\left(\alpha=\frac{\pi}{2},\ \beta=0\right)=\frac{4\sqrt{\pi}\,\overline{\varepsilon_1^2}\,z_0^3}{be^2}\left[\operatorname{Arsh}(e\operatorname{ctg}\theta_0)\left(2\cos^2\theta_0+\frac{\sin^2\theta_0}{e^2}\right)-\right.$$
$$\left.-\frac{\sin\theta_0\cos\theta_0}{e}\sqrt{1+e^2\operatorname{ctg}^2\theta_0}\right],$$

$$\overline{\Delta_y^2}\left(\alpha=\frac{\pi}{2},\ \beta=0\right)=\frac{4\sqrt{\pi}\,\overline{\varepsilon_1^2}\,z_0^3}{b}\left[\operatorname{Arsh}(e\operatorname{ctg}\theta_0)\left(2\cos^2\theta_0-\frac{\sin^2\theta_0}{e^2}\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{\sin\theta_0\cos\theta_0}{e}\sqrt{1+e^2\operatorname{ctg}^2\theta_0}\right]$$

и пучок распространяется вдоль плоскости магнитного меридиана.

3. Область отражения расположена над магнитным экватором ($\alpha=\pi/2$), а пучок распространяется поперек плоскости магнитного меридиана, т. е. угол $\beta=\pi/2$. При этом условии

$$\overline{\Delta_x^2}\left(\alpha=\frac{\pi}{2},\ \beta=\frac{\pi}{2}\right)=\overline{\Delta_x^2}(\alpha=0),$$

$$\overline{\Delta_y^2}\left(\alpha=\frac{\pi}{2},\ \beta=\frac{\pi}{2}\right)=\frac{\overline{\Delta_y^2}(\alpha=0)}{e^2}.$$

В последнем случае дисперсии $\overline{\Delta_x^2}$, $\overline{\Delta_y^2}$ зависят от угла падения так же, как при изотропной функции корреляции неоднородностей, а величина $\overline{\Delta_y^2}$ уменьшается в e^2 раз.

Количественная оценка результатов расчета эффекта расплывания ограниченного пучка за счет рассеяния на анизотропных неоднородностях в «линейном» ионосферном слое F с параметрами $\overline{\varepsilon_1^2}=5\cdot10^{-3}$, $z_0=100$ км, $b=2$ км приведена на рис. 1 и 2. Кривые на рисунках иллюстрируют зависимость стандартов флуктуаций $\sqrt{\overline{\Delta_x^2}}$, $\sqrt{\overline{\Delta_y^2}}$ на разных радиотрассах от угла падения θ_0 и построены для двух значений отношения e: 2,5 и 10. При этом штрих-пунктирные кривые построены при $e=10$, а штриховые — при $e=2{,}5$. Сплошная кривая *1* на рис. 1 соответствует как случаю рассеяния на изотропных неоднородностях (радиус корреляции $l=b=2$ км), так и случаям 1 и 3, рассмотренным выше, а кривые *2* и *3* на этом же рисунке соответствуют случаю 2.

На рис. 2 кривая *1* соответствует как случаю изотропной функции корреляции, так и случаю 1; кривые *2* и *4* — случаю 2; кривые *3* и *5* — случаю 3. Видно, что при всех случаях дисперсии флуктуаций горизонтального смещения пучка и в плоскости падения $(\overline{\Delta_x^2})$ и поперек плоскости падения $(\overline{\Delta_y^2})$ убывают с увеличением угла падения θ_0, становясь несущественными при больших углах.

Заметим, что здесь рассмотрено расплывание ограниченного пучка, вызванное рассеянием в «линейном» ионосферном слое. Если же частота сигнала приближается к критической частоте, то следует рассматривать модель «параболического» ионосферного слоя. Очевидно, в этом случае расплывание пучка, обусловленное рассеянием, будет больше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев В. Д., Приходько Л. И. «Геомагнетизм и аэрономия», 1976, 16, № 5.
2. Гусев В. Д., Кушнеревский Ю. В., Миркотан С. Ф. — В сб.: Исследование неоднородностей в ионосфере, № 4, 1960.

Поступила в редакцию
27.12 1976 г.
Кафедра
физики атмосферы

УДК 539.292:537.311.62:536.48

О. С. Галкина
И. Н. Захарова

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ HoSm ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Исследованы температурные зависимости электросопротивления четырех поликристаллических образцов HoSm с процентным содержанием 1,5; 3; 4; 10; 15%. Найдено, что для всех образцов в интервале температур 110—130 К существует резкое изменение сопротивления. Из этих кривых получены значения точки Нееля для данных сплавов. Показано, что добавка Sm к Ho понижает точку Нееля в среднем на 1,6 К на 1% Sm в интервале концентраций 0—4% и на 0,8 К в интервале концентраций 4—15%. Обсуждается характер аномалий при $T\simeq T_N$.

Электрическое сопротивление является характеристикой, чувствительной к различным изменениям структуры вещества, в том числе и к изменениям магнитной структуры. Особенно чувствительным к изменениям магнитной структуры является сопротивление редкоземельных металлов и сплавов, так как их атомы обладают большим магнитным моментом [1].