

параметров, и в частности применением переменной глубины гофрировки с целью подстройки фазовой скорости волны в замедляющей структуре в соответствии с замедлением пучка.

Перспективно использование такой системы в качестве выходной в релятивистских широкополосных приборах O -типа.

При большом усилении (более 35—40 дБ) возможно появление генерации в приборе, что нуждается в дополнительном исследовании с учетом встречных волн и выходит за рамки настоящего исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с. 76. [2] Александров А. Ф. и др. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1981, с. 145. [3] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И., Плетюшкин В. А. ЖТФ, 1981, 51, с. 1727. [4] Афонин А. М., Канавец В. И. Радиотехн. и электроника, 1984, 29, с. 641. [5] Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979. [6] Аркадакский С. С., Цикин Б. Г. Радиотехн. и электроника, 1975, 20, с. 2328. [7] Пикунев В. М., Прокопьев В. Е., Сандалов А. Н. В кн.: Тез. докл. X Всесоюз. конф. по электронике СВЧ. Минск, 1983, т. 1, с. 126. [8] Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике. М.: Сов. радио, 1977. [9] Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М.: ИЛ, 1963.

Поступила в редакцию
16.05.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 2

УДК 550.388

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

В. П. Моденов, А. Д. Поезд, Е. Д. Поезд

(кафедра математики)

Решение ряда практически важных задач приводит к необходимости изучения распределения электромагнитного поля в неоднородной анизотропной равновесной среде [1]. Вместе с тем во многих случаях существенны различные неустойчивости, в частности плазменные, которые приводят к неравновесности и значительно изменяют как физику, так и математическое описание процесса распространения электромагнитных волн. В настоящей работе рассматривается постановка и решение задачи о распределении поля в плоскостой неравновесной анизотропной среде. Полученный алгоритм используется для моделирования генерации электромагнитных волн в магнитосфере Земли.

Рассмотрим слой среды с тензором диэлектрической проницаемости $\epsilon(z)$, заключенный между двумя плоскостями, перпендикулярными оси Oz . Толщина слоя d . Полупространства $z < 0$ и $z > d$ заполнены однородной анизотропной средой. Из полупространства $z < 0$ на слой под углом θ падает плоская монохроматическая волна $\mathbf{E} = \mathbf{A}e^{-i\omega t + ikr}$.

Электромагнитное поле внутри неоднородного слоя находится как решение уравнений Максвелла, удовлетворяющее условиям сопряжения, т. е. непрерывности касательных компонент электрического и

магнитного поля на границах слоя $0 \leq z \leq d$, и условиям возбуждения и излучения.

Плоскостная геометрия позволяет перейти от уравнений в частных производных к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для компонент E_x и E_y :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_x}{dz^2} &= ikp \frac{\epsilon_{xz}}{\epsilon_{zz} - p^2} \frac{dE_y}{dz} - k^2 \left[(\epsilon_{xx} - p^2) - \frac{\epsilon_{zx}\epsilon_{xz}}{\epsilon_{zz} - p^2} \right] E_x - \\ &\quad - k^2 \left[\epsilon_{xy} - \frac{\epsilon_{xz}\epsilon_{zy}}{\epsilon_{zz} - p^2} \right] E_y; \\ \frac{d^2 E_y}{dz^2} &= ikp \frac{\epsilon_{zx}}{\epsilon_{zz}} \frac{dE_x}{dz} + ikp \frac{\epsilon_{zy} + \epsilon_{yz}}{\epsilon_{zz}} \frac{dE_y}{dz} + \\ &\quad + k^2 \left[\frac{\epsilon_{yz}\epsilon_{zx} - (\epsilon_{zz} - p^2)\epsilon_{yx}}{\epsilon_{zz}} \right] E_x + k^2 \left[\frac{\epsilon_{yz}\epsilon_{zy} - (\epsilon_{zz} - p^2)\epsilon_{yy}}{\epsilon_{zz}} \right] E_y, \end{aligned} \quad (1)$$

где $p = \sin \theta$, $k = \omega/c$.

Граничные условия получаются сшиванием поперечных компонент электрического поля на концах интервала $0 \leq z \leq d$ с использованием известной зависимости между E_x и E_y в однородной анизотропной среде. Таким образом, математическая постановка задачи расчета электромагнитного поля при наклонном падении плоской волны на плоскослоистую анизотропную среду заключается в решении на $[0, d]$ краевой задачи для дифференциальных уравнений (1) с комплексными коэффициентами. Численный расчет целесообразно проводить методом комбинированной прогонки [2].

В качестве конкретного примера практического приложения описанного алгоритма рассмотрим задачу о генерации в диапазоне СНЧ известного в геофизике мощного радишума магнитосферной плазмы — так называемого километрового излучения Земли. Эти радиоволны возбуждаются околоземной плазмой под действием пронизывающих ее в приполярных областях электронных потоков [3].

Тензор диэлектрической проницаемости магнитосферы можно представить в виде суммы двух членов: $\vec{\epsilon}(z) = \vec{\epsilon}^0(z) + \vec{\epsilon}^b(z)$, где $\vec{\epsilon}^0$ — проницаемость холодной фоновой плазмы, определяемая формулами магнитной гидродинамики, а $\vec{\epsilon}^b$ — поправка, обусловленная энергичными частицами, высыпавшимися в магнитосферу вдоль силовых линий геомагнитного поля. Функция распределения этих частиц по продольным v_{\parallel} и поперечным v_{\perp} скоростям с учетом ускорения электронов электростатическим потенциалом магнитосферы ϕ и отражения магнитным зеркалом, образуемым усиливающимся по направлению к Земле геомагнитным полем $B(z)$, может быть записана в виде

$$F(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \begin{cases} A \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{\alpha^2}\right), & v_{\perp}^2 \geq \frac{v_{\parallel}^2 + \Phi}{b}; \\ 0, & v_{\perp}^2 < \frac{v_{\parallel}^2 + \Phi}{b}, \end{cases} \quad (2)$$

где

$$\Phi = \frac{2e}{m}(\varphi_1 - \varphi), \quad b = \frac{B_{\max}}{B(z)} - 1, \quad A = \frac{1}{\pi^{3/2} \alpha^3} (1 + b)^{1/2} \exp\left(\frac{\Phi}{\alpha^2 b}\right),$$

B_{\max} и φ_1 — магнитное поле и потенциал в точке отражения частиц, e и m — заряд и масса электрона, α характеризует эффективную температуру.

Для электронного потока с распределением (2) компоненты тензора $\vec{\epsilon}^b$ приведены в работе [4], в которой изучалась электромагнитная неустойчивость однородной магнитосферной плазмы. Неоднородность среды из-за отражения возбуждаемых волн и образования в системе цепи обратной связи может существенно изменять физические процессы, приводящие к неустойчивости, и вызывать при выполнении условий самовозбуждения самоподдерживающуюся генерацию.

Получаемое при численных расчетах характерное поведение коэффициента отражения волны от слоя неравновесной плазмы при изменении плотности потока энергичных электронов n_b приведено на рис. 1. При стремлении n_b к пороговому значению n_k в системе начинается

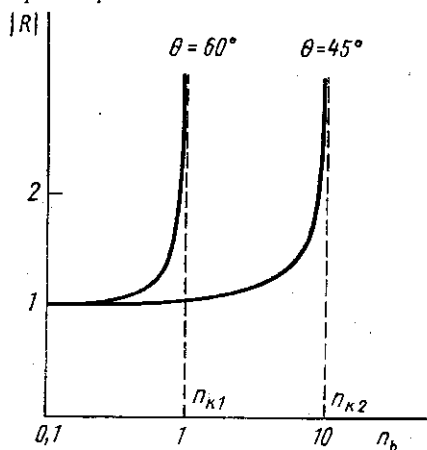


Рис. 1. Коэффициент отражения волн от слоя неравновесной плазмы при изменении плотности электронного потока n_b ; $\alpha = 10^{10}$ см/с

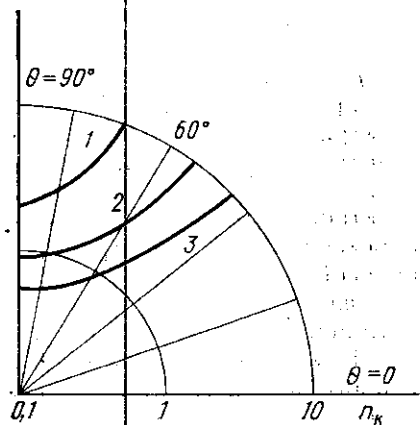


Рис. 2. Зависимость пороговой плотности электронного потока n_k от угла излучения волны θ : $\alpha = 10^9$ (1), $3 \cdot 10^9$ (2) и 10^{10} (3) см/с

генерация. Существенной особенностью такой генерации является сильная зависимость ее от угла. На рис. 2 в полярной системе координат приведено пороговое значение плотности электронного потока n_b как функция угла генерации. Расчет проводился для модели плазмы с линейно изменяющимся магнитным полем, с зависимостью циклотронной частоты от высоты $\omega_B(z) = \omega_{B0} - \beta z$. Выбранные значения ленгмюровской частоты $\omega_p = 2 \cdot 10^4$ Гц и параметров $\omega_{B0} = 2 \cdot 10^5$ Гц, $\omega = 2,05 \cdot 10^5$ Гц, $\beta = 10$ Гц/км, $b = 10$, $\Phi = 3 \cdot 10^{19}$ см²/с², $\alpha = 10^9 \div 10^{10}$ см/с соответствуют области основного источника километрового излучения Земли на геоцентрической высоте около трех земных радиусов [3]. График (см. рис. 2) показывает, что при наблюдаемых значениях плотности электронного потока порядка $n_b \sim 0,1 \div 1$ см⁻³ генерация действительно возможна и происходит главным образом в диапазоне углов $60-90^\circ$. Это хорошо согласуется с известным квазипоперечным характером километрового излучения Земли [5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. [2] Моденов В. П. Геомагнетизм и аэрономия, 1969, 9, с. 1078. [3] Gurnett D. A. J. Geomag. Geoelectr., 1978, 30, p. 257. [4] Wu C. S., Wong H. K., Gorney D. J., Lee J. C. J. Geoph. Res., 1982, 87, p. 4476. [5] James H. G. J. Geophys. Res., 1980, 85, p. 3367.

Поступила в редакцию
15.06.84