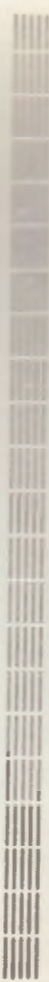


ИНДЕКС 3624

Препринт ФИИ 1102(65)-88

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Х.С. АРԿՄԵՆԻԱՆ, Կ.Ա. ԲԱՐՍԵՂՅԱՆ

ԴՆ-ՎՈՂՆԱ ԻՆԻՅՈՒՆԻՏԻՎՆԵՐ ԿՆԼԻՆԵԱՐԻՅԱՆ
СРЕДЛАХ

СРЕДЛАХ

ԵՐԵՎԱՆԿԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ



ՀՀ ԳԱՆՏՎԱԿԱՆ ԻՆՏԵՐՆԱԿԻՆՖՈՐՄ
ԵՐԵՎԱՆ—1988

Նախնատիպ ԵՓԻ-1102(65)-88

Խ.Ս. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Կ.Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ

ՏՄ-ԱԼԻԲԸ ԱՆԻՋՈՏՐՈՊ ՈՂ ԳԵԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Առաջված են մաքսվելի հավասարումների մշակումը լուծումները ան-
խզոտող ոչ զծային միջավայրում տարածվող ՏՄ-ալիքների համար:
Ցույց է տրված, որ կոորդինատից անընդհատ կախումով դաշտեր ունեցող
մեկուսացված ալիքները գոյություն ունեն դիէլեկտրիկ թափանցելիութ-
յան տենզորի ինչպես դրական, այնպես էլ բացասական բաղադրիչների
համար, միջավայրի դրական կամ բացասական ոչ զծայնության դեպքում:

Երևանի Փիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1988

Preprint YERPHI-1102(65)-88

Kh.S. HARUTUNIAN, K.A. BARSUKOV

TM-WAVES IN ANISOTROPIC NONLINEAR MEDIA

The exact solutions of Maxwell equations for TM-waves
propagating in an anisotropic nonlinear medium are obtained.
It is shown that there exist solitary waves with their fields
in continuous dependence on the coordinates, both for the po-
sitive and negative components of the permittivity tensor at
positive and negative nonlinearities of the medium.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1988

УДК 538.56

Х.С.АРУТЮНЯН, К.А.БАРСУКОВ

ТМ-ВОЛНА В АНИЗОТРОПНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

Получены точные решения уравнений Максвелла для ТМ-волн, распространяющихся в анизотропной нелинейной среде. Показано, что уединенные волны с непрерывной зависимостью полей от координаты существуют как для положительных компонент тензора диэлектрической проницаемости, так и для отрицательных компонент при положительной и отрицательной нелинейностях среды.

Ереванский физический институт

Ереван 1988

В последнее время в литературе появилось много работ, посвященных исследованию особенностей распространения ТМ-волн в изотропных нелинейных средах, диэлектрическая проницаемость которых зависит от квадрата модуля электрического поля волны. Качественное исследование такого типа волн проведено в работах [1-3] с использованием для анализа фазовой плоскости. Однако, как показано в [4], здесь возможно построение точных решений уравнений Максвелла для нелинейных стационарных ТМ-волн.

Для анизотропных нелинейных сред ситуация несколько усложняется, но, как будет показано ниже, и в этом случае возможно построение точных решений уравнений Максвелла для ТМ-волн, допускающих исследование особенностей этих волн. Все вычисления будут проводиться по методике, разработанной в работе [4].

Пусть ТМ-волна распространяется по оси Z некоторой декартовой системы координат. Компоненты векторов поля этой волны зададим в виде

$$\begin{aligned} E_x(x, z, t) &= e_x(x) \sin K_0(ct - \alpha z), \\ E_z(x, z, t) &= e_z(x) \cos K_0(ct - \alpha z), \\ H(x, z, t) &= h(x) \sin K_0(ct - \alpha z), \end{aligned} \quad (I)$$

а диэлектрическую проницаемость анизотропной среды зададим диагональным тензором

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{pmatrix},$$

где

$$\epsilon_i = \epsilon_{0i} + \alpha |\vec{E}|^2, \quad K_0 = \frac{\omega}{c}, \quad i = 1, 2.$$

Функции $e_x(x)$, $e_z(x)$ и $h(x)$ в (I), как это следует из уравнений Максвелла, удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} (\alpha^2 - \epsilon_1) e_x + \alpha \frac{de_z}{d\xi} &= 0, \quad h = -\frac{\epsilon_1}{\alpha} e_x, \\ \alpha \frac{de_x}{d\xi} + \frac{d^2 e_z}{d\xi^2} + \epsilon_2 e_z &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\xi = K_0 x$. Первый интеграл системы (2) находится очень просто и имеет вид

$$\left(\frac{de_z}{d\xi} \right)^2 - (\alpha^2 + \epsilon_{02} - \epsilon_{01}) e_x^2 + \left(\epsilon_{02} + \frac{\alpha e^2}{2} \right) e^2 = C, \quad (3)$$

где C - постоянная интегрирования, а $e^2 = e_x^2 + e_z^2$.

Вводя e^2 как параметр, по аналогии с работой [4], получим

$$\alpha e_x^2 = \frac{\alpha^2 (\epsilon_{02} + \frac{\alpha e^2}{2}) \alpha e^2 - \alpha^2 \alpha C}{\epsilon_1 (\alpha^2 - \epsilon_1) + \alpha^2 \epsilon_2},$$

$$\alpha e_z^2 = \frac{[\epsilon_1 (\alpha^2 - \epsilon_1) + \alpha^2 \epsilon_2 - \alpha^2 (\epsilon_{02} + \frac{\alpha e^2}{2})] \alpha e^2 + \alpha^2 \alpha C}{\epsilon_1 (\alpha^2 - \epsilon_1) + \alpha^2 \epsilon_2}. \quad (4)$$

Введем новые переменные по формулам

$$\tau = \frac{\epsilon_{01} + \alpha e^2}{\alpha^2}, \quad a = \frac{\epsilon_{01}}{\alpha^2}, \quad \Delta a = \frac{\epsilon_{02} - \epsilon_{01}}{\alpha^2}. \quad (5)$$

Система (2), как и в [4], имеет второй интеграл, который с учетом обозначений (5) записывается в виде

$$\alpha \xi = \pm \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{(\tau^3 - 3\tau^2 + a^2 - 3\tau \Delta a + 2a \Delta a + C_1) d\tau}{[\tau(2-\tau) + \Delta a] \sqrt{[(\tau+a+2\Delta a)(\tau-a)-C_1][3\tau-2\tau^2-a)(\tau-a)+C_1]}} ,$$

или при $C_1 = 0$

$$\alpha \xi = \pm \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{(\tau^3 - 3\tau^2 + a^2 - 3\tau \Delta a + 2a \Delta a) d\tau}{(\tau-a)[\tau(2-\tau) + \Delta a] \sqrt{(\tau+a+2\Delta a)(3\tau-2\tau^2-a)}}, \quad (6)$$

где τ_0 - постоянная интегрирования, $C_1 = \frac{2\alpha}{\alpha^4} C$

Остановимся подробнее на случае $C_1 = 0$, когда возможно существование каналированных волн. Обратимся к плоскости (τ, a) (см. [4]). Области существования интеграла (6) ограничены,

очевидно, кривыми

$$\begin{aligned}\tau + \alpha + 2\Delta\alpha &= 0, \\ 3\tau - 2\tau^2 - \alpha &= 0.\end{aligned}$$

Кроме того, существенную роль при анализе свойств решений играет кривая

$$\tau^3 - 3\tau^2 + \alpha^2 - 3\tau\Delta\alpha + 2\alpha\Delta\alpha = 0,$$

на которой, как и в изотропном случае, терпят разрыв первого рода либо производные компонент поля, либо сами поля. Картины областей существования интеграла (6) при различных значениях параметра $\Delta\alpha$ приведены на рис.1 - 4, причем их сравнение с изотропным случаем при $\Delta\alpha = 0$ показывает на существенное различие в характере областей существования интеграла (6). Для выяснения этих различий исследуем рис.1 - 4 по отдельности.

1. $\Delta\alpha = -1$ (рис.1)

Как отмечалось в работе [4], исчезновению полей на бесконечности соответствует прямая $\tau = \alpha$. При $\Delta\alpha = -1$, $\alpha > 0$ эта прямая не является границей области существования решений, следовательно, в этом случае невозможно построение непрерывных решений с исчезающими на бесконечности полями. Возможно только построение периодических решений (область 1 на рис.1) и решений с разрывами поля при $\alpha < 0$ (область 2 на рис.1).

2. $\Delta\alpha = -2$ (рис.2)

В этом случае прямая $\tau = \alpha$ является границей областей 1 ($\alpha > 0$) и 2 ($\alpha < 0$) при $\alpha > 0$, следовательно, в этих областях возможно построение локализованных в пространстве решений, причем поля и их производные в этих областях меняются непрерывно. Рас-

пределения компонент поля в области 1 и 2 также отличаются друг от друга. Если в области 1 в центре волноводного канала обращается в нуль продольная компонента электрического поля e_z , то в области 2 в нуль обращается e_x , причем в области 1 e_z принимает экстремальные значения в волноводном канале. Это связано с значением $\tau = 1$ (первое уравнение системы (3)). В областях 3 и 4 существуют периодические решения и решения с разрывами поля, соответственно.

3. $\Delta\alpha = -0,5$ (рис.3)

Здесь также возможно построение локализованных решений в областях 1 и 2, однако в этом случае, по сравнению с рис.2, в области 1 ($\alpha < 0$) в центре волноводного канала в нуль обращается e_x , а e_z имеет максимум, тогда как в области 2 в центре канала в нуль обращается e_z .

В областях 3 и 4 рис.3 решения имеют тот же характер, что и в таких же областях рис.2.

4. $\Delta\alpha = 1,25$ (рис.4)

Здесь обращает на себя внимание область 2, где возможно построение локализованных решений с непрерывными распределениями полей при $\alpha < 0$ и $\alpha > 0$. Такие же решения имеют место и в области 1 волноводного решения с той лишь разницей, что в области 1 в центре канала в нуль обращается e_z компонента электрического поля, а в области 2 - e_x .

Распределения компонент поля во всех рассмотренных случаях аналогичны распределениям, приведенным в работе [4].

Отметим, что кроме локализованных решений с непрерывными распределениями компонент здесь возможно также построение решений с разрывами поля, аналогично построенным в [4] для всех значений параметра Δa .

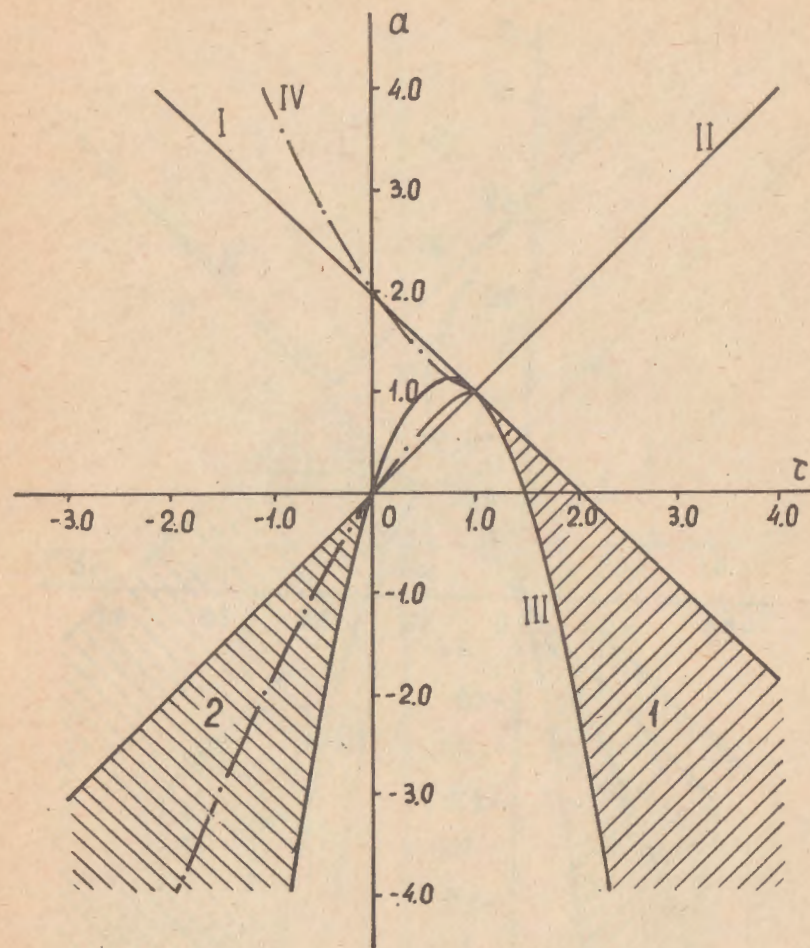


Рис. I

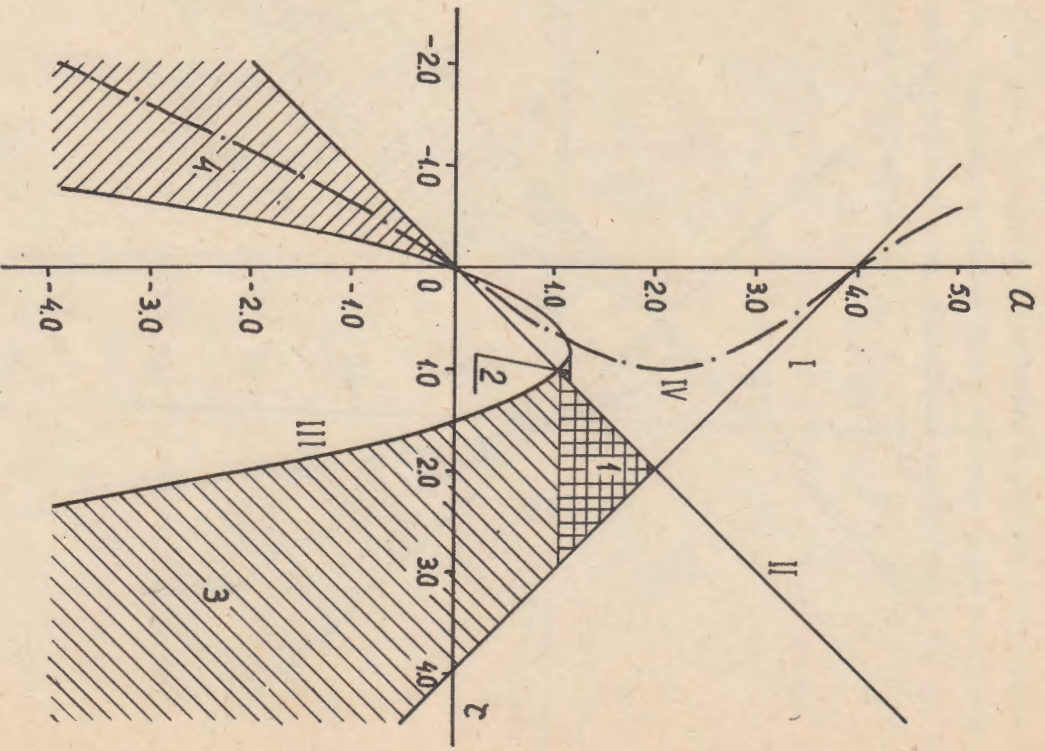


FIG. 2

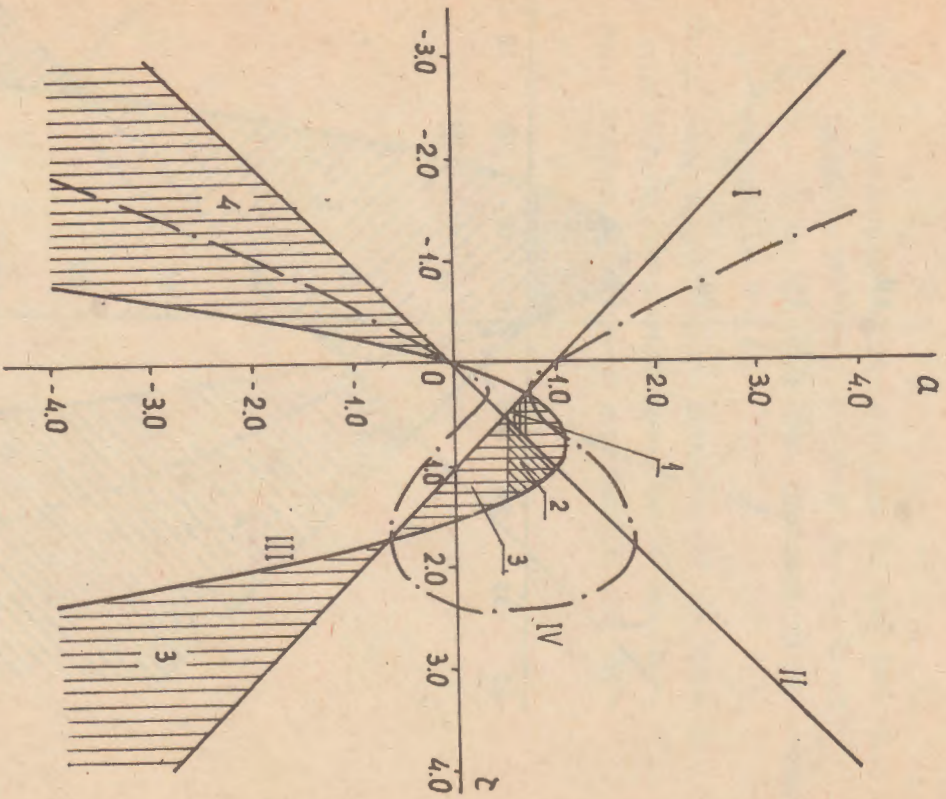


FIG. 3

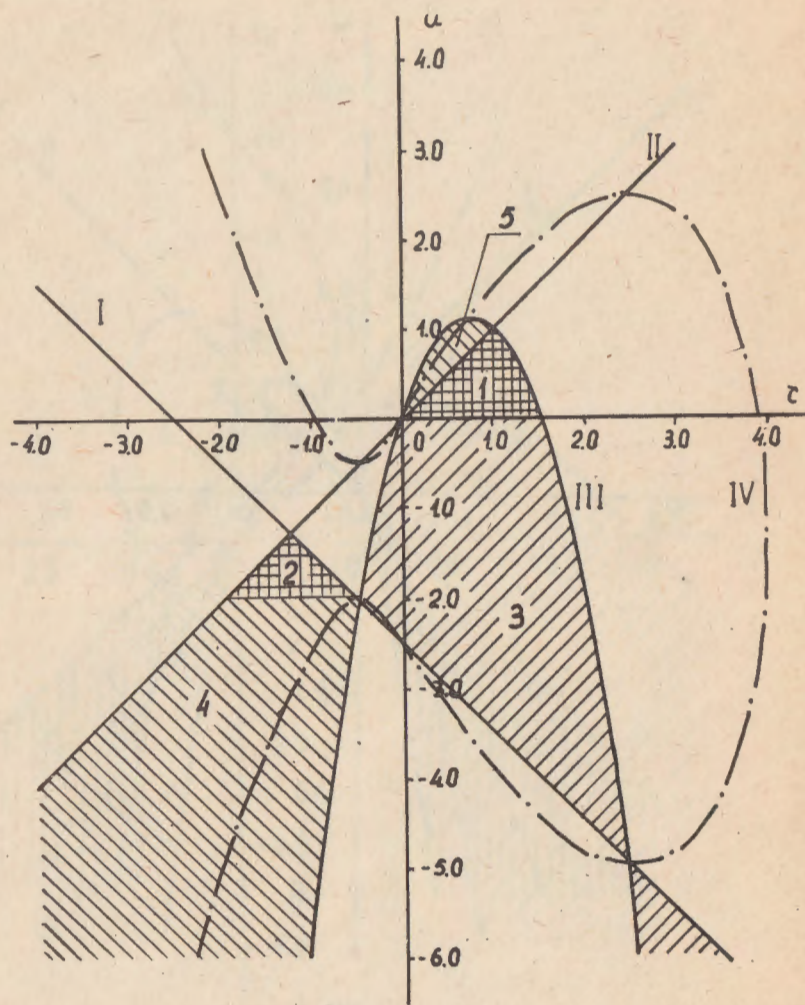


Рис.4

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Области существования интеграла (6) при $\Delta a = -1, 0$.
 Кривая I.- $a = -2\Delta a - \tau$, II.- $a = \tau$, III.- $a = 3\tau - 2\tau^2$,
 IV.- $a = -\Delta a \pm \sqrt{(\Delta a)^2 - \tau^3 + 3\tau^2 + 3\tau\Delta a}$. (Нумерация кривых сохраняется для рис.2 - 4).
- Рис.2 Области существования интеграла (6) при $\Delta a = -20$.
- Рис.3 Области существования интеграла (6) при $\Delta a = -0,5$.
- Рис.4 Области существования интеграла (6) при $\Delta a = 1,25$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Литвак А.Г. О самофокусировке электромагнитных волн в изотропной плазме. Изв. вузов. Радиофизика, 1966, т.9, № 4, с.675-679.
2. Miyagi M., Nishida S. TM waves in nonlinear self-focusing media.-Radio Science, 1975, vol.10, No.8-9, p.833-838.
3. Гильденбург В.Б., Кочетов А.В., Литвак А.Г., Фейгин А.М. Самоподдерживающиеся волноводные каналы в плазме. ЖЭТФ, 1983, т.84, № 1, с.46-59.
4. Арутюнян Х.С., Барсуков К.А. О распространении ТМ-волн в нелинейных средах. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 1985, т.20, № 3, с.125-131.

Рукопись поступила 17 мая 1988 г.

Х.С.АРУТЮНЯН, К.А.БАРСУКОВ

ТМ-ВОЛНА В АНИЗОТРОПНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 22/УП-88г. ВФ-03247 Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч.изд.л.0,8

Тираж 299 экз. Ц.10 к.

Зак.тип.№ 377

Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, ул.Братьев Аликханян, 2

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Markaryan St., 2
Yerevan, 375036
Armenia, USSR