

ISSN 1811-1807

ҒЫЛЫМИ ЖУРНАЛ



С. ТҰРАЙҒЫРОВ АТЫНДАҒЫ
ПАВЛОДАР ЖЕМЛЕКЕТТІК
УНИВЕРСИТЕТІ

ФИЗИКА-МАТЕМАТИКАЛЫҚ СЕРИЯ



1-2' 2012

ПМУ ХАБАРШЫСЫ
ВЕСТНИК ПГУ

СВИДЕТЕЛЬСТВО

о постановке на учет средства массовой информации
№ 4533-Ж

выдано Министерством культуры, информации и общественного согласия
Республики Казахстан
31 декабря 2003 года

Арын Е.М., д-р экон. наук, проф. (главный редактор)
Цфейфер Н.Э., д-р пед. наук, проф. (главный редактор)
Исинова К.С., канд. пед. наук, доцент (отв. секретарь)

Редакционная коллегия:

Ахметова Г.К., д-р пед. наук, проф.;
Булатбаева К.Н., д-р пед. наук, проф.;
Бурдина Е.И., д-р пед. наук, проф.;
Жуматаева Е.О., д-р пед. наук, проф.;
Каримова Р.Б., д-р псих. наук, проф.;
Кертаева Г.М., д-р пед. наук, проф.;
Лигай М.А., д-р пед. наук, проф.;
Менлибекова Г.Ж., д-р пед. наук, проф.;
Айтжанова Д.Н. (тех. редактор).

За достоверность материалов и рекламы ответственность несут авторы и рекламодатели
Мнение авторов публикаций не всегда совпадает с мнением редакции.

Редакция оставляет за собой право на отклонение материалов

Рукописи и дискиеты не возвращаются

При использовании материалов журнала ссылка на «Вестник ПГУ» обязательна.

С.К. ТЛЕУКЕНОВ, Т.С. ДОСАНОВ, М.К. ЖУКЕНОВ РАСЧЕТ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ТМ ВОЛНЫ ОТ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ КЛАССА 42'2'

Введение. Основные положения моделей физики сплошной среды, учитывающие взаимодействия полей различной физической природы, изложены в работах Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшица [1], Ж. Можена [2], Л. И. Седова [3, 4], А. С. Eringen, G. A. Maugin [5], Новацкого В. [6], И. Е. Тамма [7], Y. H Pao [8], Y. H Pao, K. Hutter[9], P. Penfield, H. A. Haus [10] и др.

Если рассматривать развитие отдельных направлений в волновой физике, то можно отметить, что успехи в области акустооптики, акустоэлектроники и оптоэлектроники в последнее время были обусловлены, например, тем, что для различных применений были созданы новые материалы с необычными свойствами. В частности, появились новые классы материалов, таких, как фотонные кристаллы, среды с негативной рефракцией и т.д., обладающие уникальными физическими характеристиками. Оказалось, что в этих средах распространение и отражение электромагнитных волн может происходить весьма необычным образом. Однако и в традиционных материалах микроэлектроники и оптоэлектроники, особенно в кристаллических средах, созданных в последние годы, могут наблюдаться необычные физические эффекты. Ожидается, что такие материалы в ближайшее время будут использованы в современных радиофизических и оптоэлектронных устройствах, а также в лазерной технике, оптике и спектроскопии для управления параметрами электромагнитного излучения.

В данной работе на основе метода матрицанта [11] проведен численный анализ задачи отражения электромагнитной ТМ волны на границе «изотропный диэлектрик – анизотропный кристалл класса 42/2/ с пьезомагнитным эффектом».

Матрица коэффициентов. Определяющие соотношения для анизотропной среды с пьезомагнитным эффектом, как известно, имеют вид [1, 12]:

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \varepsilon_{kl} - Q_{ijk} H_k \quad (1)$$

$$B_i = \mu_{ij} H_j + Q_{ijk} \varepsilon_{ij} \quad (2)$$

$$D_i = \varepsilon_{ij} E_j \quad (3)$$

где σ_{ij} – тензор напряжения, c_{ijkl} – тензор упругости;

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2}(u_{l,k} + u_{k,l})$$

тензор деформации; Q_{ijk} – тензор пьезомагнитных коэффициентов; $\varepsilon_{ij}, \mu_{ij}$ – тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости; \vec{E} – напряженность электрического поля; \vec{H} – напряженность магнитного поля; \vec{B} – индукция магнитного поля; \vec{D} – вектор электрического смещения.

Уравнения движения упругой среды [13]

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (4)$$

где ρ – плотность среды; \vec{u} – вектор смещения.

Уравнения Максвелла (вектор плотности тока $\vec{j} = 0$) [14]

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \text{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5)$$

Анализ системы уравнений (1) – (5) в случае гармонических волн, проводится на основе метода разделения переменных и представления решения в виде [11]:

$$f(x, y, z, t) = f(z) \exp(i\omega t - imx - iny) \quad (6)$$

где m и n – компоненты волнового вектора.

Используя (6), система уравнений (1)–(5) приводится к эквивалентной системе дифференциальных уравнений первого порядка [15]:

$$\frac{d\vec{w}}{dz} = B\vec{w} \quad (7)$$

здесь $\vec{w} = (u_z, \sigma_{zz}, u_x, \sigma_{xz}, E_y, H_x, u_y, \sigma_{yz}, H_y, E_x)'$ – вектор столбец содержащий независимые характеристики упругого и электромагнитного полей; $B = B[c_{ijkl}(z), Q_{ijk}(z), \varepsilon_{ij}(z), \mu_{ij}(z), \rho(z), \omega, m, n]$ – матрица коэффициентов, элементы которой содержат в себе физико-механические параметры среды и частоту связанных упругих и электромагнитных волн.

Для сред тетрагональной сингонии классов 42/2' декартову систему координат установим так, чтобы ось z была параллельна оси четвертого порядка, ось x параллельна оси второго порядка, тогда тензор упругости характеризуется 6 различными модулями упругости. При наличии пьезомагнитного эффекта в такой среде, тензор пьезомагнитных

коэффициентов имеет 3 различных коэффициента. Тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости характеризуются 2 различными элементами [12].

$$c_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix}; Q_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & Q_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & Q_{15} & 0 & 0 \\ Q_{31} & Q_{31} & Q_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix};$$

$$\mu_{ij} = \begin{pmatrix} \mu_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{33} \end{pmatrix}; \varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}$$

Структура матрица коэффициентов, позволяет определить, какие типы волн связаны между собой.

В случае распространения связанных упругих и электромагнитных волн в анизотропной среде класса 42/2/ с пьезомагнитным эффектом в плоскости xz (n=0):

$$\begin{cases} \frac{du_y}{dz} = \frac{1}{c_{44}} \sigma_{yz} + \frac{Q_{15}}{c_{44}} H_y \\ \frac{d\sigma_{yz}}{dz} = (m^2 c_{66} - \rho_2 \omega^2) u_y \\ \frac{dH_y}{dz} = -i\omega \varepsilon_{11} E_x \\ \frac{dE_x}{dz} = -i\omega \frac{Q_{15}}{c_{44}} \sigma_{yz} - i\omega \left(\mu_{11} + \frac{Q_{15}^2}{c_{44}} - \frac{m^2}{\omega^2 \varepsilon_{33}} \right) H_y \end{cases} \quad (8)$$

В однородной изотропной среде упругие волны не связаны с электромагнитной волной, поэтому для них в плоскости xz (n = 0):

$$\begin{cases} \frac{du'_y}{dz} = \frac{2}{c'_{11} - c'_{12}} \sigma'_{yz} \\ \frac{d\sigma'_{yz}}{dz} = \left(\frac{2m^2}{c'_{11} - c'_{12}} - \rho_1 \omega^2 \right) u'_y \\ \frac{dH'_y}{dz} = -i\omega \varepsilon E'_x \\ \frac{dE'_x}{dz} = -i\omega \left(\mu - \frac{m^2}{\omega^2 \varepsilon} \right) H'_y \end{cases} \quad (9)$$

Штрихи обозначают, то, что величина относится к изотропной среде. Модули упругости изотропной среды c'_{11} и c'_{12} можно записать через коэффициенты Ламе: $c'_{11} = 2\mu_{co} + \lambda$, $c'_{12} = \lambda$.

Матричная формулировка задачи отражения. В работе [16] показано, что матрицант усредненной среды имеет вид:

$$\hat{T}_{\text{уср}} = \frac{\hat{P} - p_1 \hat{E}}{p_1 - p_2} \left(\hat{E} \cos kz + \frac{\langle \hat{B} \rangle}{k} \sin kz \right) + \frac{\hat{P} - p_2 \hat{E}}{p_2 - p_1} \left(\hat{E} \cos kz + \frac{\langle \hat{B} \rangle}{\kappa} \sin kz \right) \quad (10)$$

Здесь $\hat{P} = \hat{E} + \frac{\langle \hat{B} \rangle^2 h^2}{2}$; p_1, p_2 – корни уравнения: $\text{Det}[\hat{P} - \lambda \hat{E}] = 0$; $p_1 = \cos kh$, $p_2 = \cos k\kappa h$; h – период неоднородности [16].

Усредненный матрицант разлагается на матрицант прямых и обратных волн, т.е. волн распространяющихся вдоль положительного и отрицательного направлений оси z соответственно [17].

$$\begin{aligned} \hat{T}^+ &= \frac{1}{2(\kappa^2 - k^2)} \left((\hat{B}^2 + \kappa^2 \hat{E}) + \frac{i}{k} (\hat{B}^3 + \kappa^2 \hat{B}) \right) \exp(-ikz) \\ &\quad - \frac{1}{2(\kappa^2 - k^2)} \left((\hat{B}^2 + k^2 \hat{E}) + \frac{i}{k} (\hat{B}^3 + k^2 \hat{B}) \right) \exp(-ikz) \end{aligned} \quad (11)$$

$$\hat{T}^- = \frac{1}{2(\kappa^2 - k^2)} \left[\left((\hat{B}^2 + \kappa^2 \hat{E}) - \frac{i}{k} (\hat{B}^3 + \kappa^2 \hat{B}) \right) \exp(ikz) - \left((\hat{B}^2 + k^2 \hat{E}) - \frac{i}{k} (\hat{B}^3 + k^2 \hat{B}) \right) \exp(ikz) \right]$$

Заметим, что \hat{T}^+ и \hat{T}^- отличаются только знаком k и \perp .

На основе метода матрицанта падающую, отраженную и преломленную волны можно задать в виде (множитель $e^{i(\text{Cт} \cdot \text{Cт})}$ всюду опущен):

$$\bar{w}_{\text{пад}} = \hat{T}_1^+ \bar{w}_0, \quad \bar{w}_{\text{отп}} = \hat{T}_1^- \bar{w}_r, \quad \bar{w}_{\text{пр}} = \hat{T}_2^+ \bar{w}_t \quad (12)$$

где $\vec{w}_{nad} = (0, 0, H_y^{nad}, E_x^{nad})^t$; $\vec{w}_0 = (0, 0, H_0, E_0)^t$; $\vec{w}_{omp} = (u_y^{omp}, \sigma_{yz}^{omp}, H_y^{omp}, E_x^{omp})^t$;
 $\vec{w}_r = (u_r, \sigma_r, H_r, E_r)^t$; $\vec{w}_{np} = (u_{yz}^{np}, \sigma_{yz}^{np}, H_y^{np}, E_x^{np})^t$; $\vec{w}_t = (u_t, \sigma_t, H_t, E_t)^t$, причем
 выполняются следующие условия:

$$\vec{w}_{nad}(0) = \hat{T}_1^+(0)\vec{w}_0 = \vec{w}_0, \quad \vec{w}_{omp}(0) = \hat{T}_1^-(0)\vec{w}_r = \vec{w}_r, \quad \vec{w}_{np}(0) = \hat{T}_2^+(0)\vec{w}_t = \vec{w}_t \quad (13)$$

Если среды жестко связаны должны выполняться граничные условия:

$$\hat{T}_1^+(0)\vec{w}_0 + \hat{T}_1^-(0)\vec{w}_r = \hat{T}_2^+(0)\vec{w}_t \quad (14)$$

$$\vec{w}_0 + \vec{w}_r = \vec{w}_t \quad (15)$$

Из условий (14) и (15) получаем:

$$\vec{w}_r = (\hat{T}_2^+(0) - \hat{T}_1^-(0))^{-1}(\hat{T}_1^+(0) - \hat{T}_2^+(0))\vec{w}_0 = \hat{G}\vec{w}_0 \quad (16)$$

Соотношение (17) определяет амплитуды отраженных волн.

Из (15) и (16) амплитуды преломленных волн:

$$\vec{w}_t = (\hat{E} + \hat{G})\vec{w}_0 \quad (17)$$

Для изотропной среды

$$\hat{T}_1^\pm = \begin{pmatrix} 1 & \pm \frac{ib'_{12}}{k_{u1}} & 0 & 0 \\ \pm \frac{ib'_{21}}{k_{u1}} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{e^{\mp ik_{u1}z}}{2} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & \pm \frac{ib'_{34}}{k_{e1}} \\ 0 & 0 & \pm \frac{ib'_{43}}{k_{e1}} & 1 \end{pmatrix} \frac{e^{\mp ik_{e1}z}}{2} \quad (18)$$

$$k_{u1} = \sqrt{-b_{12}b_{21}}; \quad k_{e1} = \sqrt{-b_{34}b_{43}} \quad (19)$$

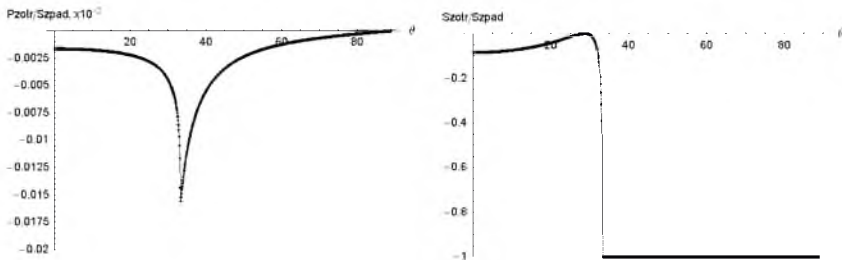
Для анизотропной среды класса 42/2/ с пьезомагнитным эффектом

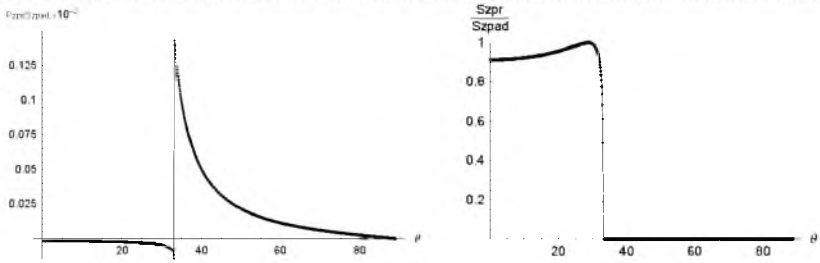
$$B_2 = \begin{pmatrix} 0 & b_{12} & b_{13} & 0 \\ b_{21} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & b_{34} \\ 0 & -i\omega b_{13} & b_{43} & 0 \end{pmatrix} \quad (20)$$

Из (11) и (21) получаем матрицант прямых волн во второй среде. Нормальные составляющие волновых векторов упругой и электромагнитной волн во второй среде:

$$\left. \begin{aligned} k^2 = k_{x2}^2 \\ \kappa^2 = \kappa_{z2}^2 \end{aligned} \right\} = \frac{1}{2} \left(-b_{12}b_{21} - b_{34}b_{43} \mp (b_{12}b_{21} - b_{34}b_{43}) \sqrt{1 - \frac{4i\omega b_{13}^2 b_{21} b_{34}}{(b_{12}b_{21} - b_{34}b_{43})^2}} \right) \quad (21)$$

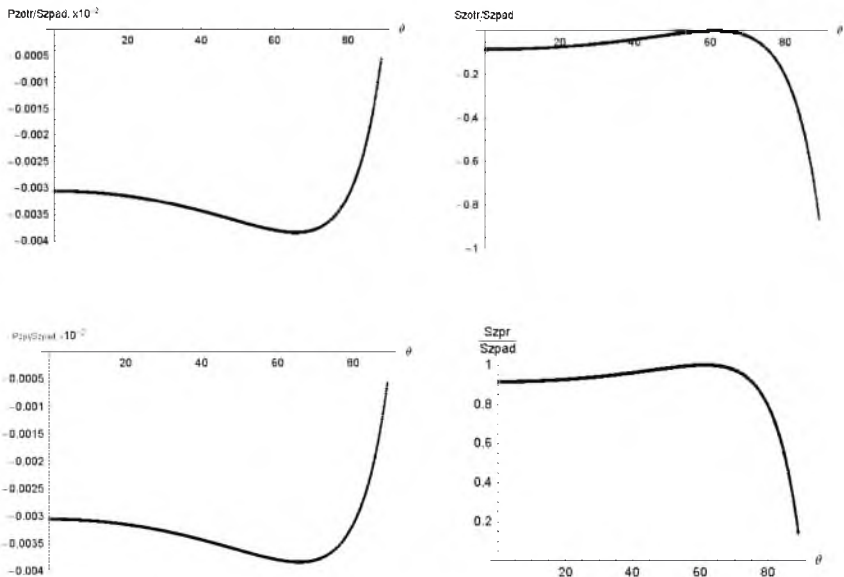
Численный расчет. Проведен численный расчет энергетических коэффициентов отражения и преломления. Энергетические коэффициенты отражения представляют собой отношение нормальных составляющих энергетических потоков отраженных к падающей $\left(\frac{P_z^{omp}}{S_z^{nad}}, \frac{S_z^{omp}}{S_z^{nad}} \right)$, и, преломленных к падающей $\left(\frac{P_z^{np}}{S_z^{nad}}, \frac{S_z^{np}}{S_z^{nad}} \right)$. Расчеты проведены для различных значений параметров изотропной и анизотропной сред. Ниже приведены графики для одного из наборов параметров первой и второй сред. $c'_{11} = 10^{10} \text{ Па}$, $c'_{12} = 0,4 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, $c_{44} = 10^{11} \text{ Па}$, $c_{66} = 2 \cdot 10^{11} \text{ Па}$, $\rho_1 = 2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\rho_2 = 5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\nu/\nu_0 = 10$, $\nu_{11}/\nu_0 = \nu_{33}/\nu_0 = 3$, $\omega = 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\mu/\mu_0 = \mu_{11}/\mu_0 = 1$, $Q_{15} = 10^3 \text{ Н/(А}\cdot\text{м)}$. При данных параметрах сред наблюдается аналог полного внутреннего отражения падающей электромагнитной волны. Из полученных графиков видно, что максимальное значение энергетических коэффициентов отражения и преломления упругих волн достигается при угле полного внутреннего отражения. Поток преломленной упругой волны направлен к границе раздела сред при углах меньших угла полного внутреннего отражения, и, направлен от границы при углах больших угла полного внутреннего отражения. Так как поток энергии преломленной упругой волны направлен к границе раздела сред, а z компонента волнового вектора преломленной упругой волны положительна, то это означает, что угол между фазовой и групповой скоростями волны больше 90 градусов.





Далее был проанализирован случай, при котором отсутствовало ПВО. Параметры первой и второй сред. $c'_{11} = 10^{10} \text{ Па}$, $c'_{12} = 0,4 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, $c_{44} = 10^{11} \text{ Па}$, $c_{66} = 2 \cdot 10^{11} \text{ Па}$, $\rho_1 = 2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\rho_2 = 5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\varepsilon/\varepsilon_0 = 3$, $\varepsilon_{11}/\varepsilon_0 = \varepsilon_{33}/\varepsilon_0 = 10$, $\omega = 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\mu/\mu_0 = \mu_{11}/\mu_0 = 1$, $Q_{15} = 10^3 \text{ Н/(А}\cdot\text{м)}$.

При данных значениях параметров сред, ПВО не наблюдается ни при каких углах падения ТМ волны. В этом случае, из полученных графиков видно, что максимальное значение энергетических коэффициентов отражения и преломления упругих волн достигается при аналоге угла Брюстера. Поток преломленной упругой волны направлен к границе раздела сред при всех углах падения.



Заключение. Таким образом, в данной статье были численно проанализировано поведение энергетических коэффициентов при отражении электромагнитной ТМ волны на границе «изотропный диэлектрик – анизотропный кристалл класса 42/2/ с пьезомагнитным эффектом». Также следует отметить то, что мы называем упругую сдвиговую волну во второй среде «преломленной» (хотя падает только электромагнитная ТМ волна) связано с тем, что в общем случае на границу раздела могут падать как упругая, так и электромагнитная волны.

Перечисленные выше особенности поведения энергетических коэффициентов связано, во-первых, с анизотропией второй среды, во-вторых, с наличием пьезомагнитного эффекта, а в-третьих, с тем, что скорость электромагнитной волны на несколько порядков больше скорости упругой волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.8. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982. – 623с.
2. Можен Ж. Механика электромагнитных сплошных сред. – М.: Мир, 1991. – 560 с.
3. Седов Л. И. Механика сплошной среды. – М.: Наука, 1983. – Т. 1. – 528 с.
4. Седов Л. И. Механика сплошной среды. – М.: Наука, 1984. – Т. 2. – 560 с.
5. Eringen A. C., Maugin G. A. *Electrodynamics of continua*. – New York: Springer-Verlag, 1990. – Vol. 2. – 363 p.
6. Новацкий В. Электромагнитные эффекты в твердых телах. М.: Мир, 1986. 160 с.
7. Тамм И. Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 с.
8. Pao Y. H. *Electromagnetic forces in deformable continua* // *Mechanics Today* / Ed. By S. Nemat-Nasser. – New York etc.: Pergamon press, 1978. – Vol. 1. – P. 209–305.
9. Pao Y. H., Hutter K. *Electrodynamics for moving elastic solids and viscous fluids* // *Proc. IEEE*. – 1975. – Vol. 63, N. 7. – P. 1011-1021.
10. Penfield P., Haus H. A. *Electrodynamics of moving media*. – Cambridge: MIT, 1967. – 215 p.
11. Тлеукунов С.К. Метод матрицанта. Павлодар, НИЦ ПГУ им. С. Торайгырова, 2004, 148 с.
12. Вайнштейн Б.К. Современная кристаллография: в 4-х т. / редкол.: Вайнштейн Б.К. (гл. ред.) и др. [предисл. Б.К. Вайнштейн] - М.: Наука, 1979.-4 т.
13. Новацкий В. Теория упругости.- М.:Мир, 1986.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.2. Теория поля.– М.: Наука, 1988.– 512 с.
15. Тлеукунов С.К., Орынбасаров К.А., Оспанов А.Т. Об упругих и магнитоупругих волнах в неоднородных и периодически неоднородных

средах. Теория и практика геологической интерпретации гравитационных и магнитных аномалий. Тез.докл. Всесоюзного сем. им. О.Г. Успенского. Алма-Ата, 1990. С.146.

16. Тлеукунов С.К. О характеристической матрице периодически неоднородного слоя. В кн.: Математические вопросы теории распространения волн. Зап.научн.семина., ЛОМИ, Т.165, 1987, С. 177-181.

17. Тлеукунов С.К., Досанов Т.С. К задаче отражения электромагнитной ТМ волны на границе раздела изотропного полупространства и анизотропной среды класса $42'2'$ с пьезомагнитным эффектом//«Вестник КазНПУ», 2007 г.

Павлодарский государственный университет имени С. Торайгырова, г. Павлодар. Материал поступил в редакцию 15.08.2012 г.

ТЛЕУКУНОВ С.К., ДОСАНОВ Т.С., ЖУКЕНОВ М.К.

42/2/ КЛАССЫНА ЖАТАТЫН АНИЗОТРОПТЫ ОРТА ШЕКАРАСЫНДА ТМ ЭЛЕКТРОМАГНИТТІК ТОЛҚЫНЫНЫҢ ШАҒЫЛУЫ КЕЗІНДЕ ЭНЕРГИЯ АҒЫНДАРЫНЫҢ ЕСЕПТЕУІ

TLEUKENOV S.K., DOSANOV T.S., ZHUKENOV M. K.

CALCULATION OF STREAMS OF ENERGY AT REFLECTION ELECTROMAGNETIC TM WAVES FROM THE ANISOTROPIC ENVIRONMENT OF THE CLASS $42'2'$

Түйіндеме

Жұмыста матрицант әдісі негізінде изотропты диэлектрик және пьезомагнитті эффектiсi бар $42/2/$ классына жататын анизотропты орта шекарасында ТМ электромагниттік толқынының шағылуы қарастырылған. Сандық талдау негізінде байланысқан серпiмдi және электромагниттік толқындардың шағылу және сыну энергетикалық коэффициенттерінің тәртіп ерекшеліктері туралы маңызды қорытындылар жасалды. Толық шағылу кезінде, ішкі толық шағылу бұрышының шектік мәнінен кем электрмагниттік толқындардың барлық түсу бұрыштарында сынған ығысу толқын ағыны ортаны бөлетін шекараға бағытталған. Ішкі толық шағылудың шектік бұрышында энергетикалық коэффициенттер максимал мәнге жетеді. Ішкі толық шағылу болмаған жағдайда сынған ығысу толқынының ағыны электрмагниттік толқынның кез-келген түсу бұрышында ортаны бөлетін шекараға бағытталады. Түсу бұрышы Брюстер бұрышына тең болған жағдайда энергетикалық коэффициенттер максимал мәнге ие болады.

Resume

In given article on the basis of a method matricant the problem of reflection electromagnetic TM waves on border isotropic dielectric and the anisotropic environment of a class 42/2/ with piezomagnetic effect is considered. On the basis of the numerical analysis the important conclusions concerning features of behavior of energy coefficients of reflection and refraction of the connected elastic and electromagnetic waves are drawn. It is shown, that in the presence of total internal reflection the stream of the refracted shift wave is directed to border of section of environments at all corners of falling of an electromagnetic wave smaller a limiting angle of total internal reflection. The maximum value of energy coefficients of reflection is reached at limiting angle of total internal reflection. In the absence of total internal reflection the stream of the refracted shift wave is directed to border of section of environments at all angels of falling of an electromagnetic wave. The maximum value of energy coefficients of reflection is reached at falling angle which equal Brewster angle.