Полученные экспериментальные результаты позволяют обосновать предположение о сохранении равновесного вращательного распределения в типичных условиях генерации непрерывного CO_2-лазера, значительно упрощающее вычисление его параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Сафарян М. Н., Ступоченко Г. В. Журн. прикл. мех. и технич. физики, 1964, № 4, с. 29. [2] Степанов Б. И., Чураков В. В. Журн. прикл. спектр., 1971, 14, с. 990. [3] Мкртчян М. М., Платоненко В. Т. Квант. электроника, 1978, 5, с. 2104. [4] Steverding B. J. Appl. Phys., 1979, 50, p. 5994. [5] Короленко П. В., Макаров В. Г. Журн. прикл. спектр., 1981, 34, с. 980.

Поступила в редакцию
15.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 3

АКУСТИКА

УДК 53:51

ОБРАТНАЯ ГРАНИЧНАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА

В. А. Буров, А. А. Горюнов, Т. А. Тихонова

(кафедра акустики)

В работе [1] показана возможность сведения решения обратной внешней краевой задачи I и II рода для уравнения Гельмгольца к решению обратной задачи для уравнения Гельмгольца в пространстве с рефракционной неоднородностью $c(\mathbf{x})$ в случае скалярных волн. В настоящей работе получены выражения, позволяющие рассматривать обратную задачу рассеяния звука на неоднородностях среды в твердом теле и обратную граничную задачу для твердого тела с единой точки зрения.

Рассмотрим рассеяние звукового поля на полости достаточно произвольной формы в однородной упругой среде, характеризуемой параметрами Ламэ λ и μ и плотностью ρ. Форма рассеивателя описывается характеристической функцией

$$\gamma(\mathbf{x})=\begin{cases}1, & \text{если } \mathbf{x} \text{ внутри рассеивателя},\\ 0, & \text{если } \mathbf{x} \text{ вне рассеивателя}, \mathbf{x}\in R_3.\end{cases}$$

Уравнение, описывающее рассеяние векторного звукового поля некоторой поверхностью S, имеет вид [2]

$$\int\limits_S \hat{n}'_j\Gamma_{ijkl}\left[u_i(\mathbf{x}')\,\partial'_k G^0_{lm}(\mathbf{x}/\mathbf{x}')-G^0_{im}(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\,\partial'_k u_l(\mathbf{x}')\right]dS'+$$

$$+\int\limits_V \rho f_j(\mathbf{x}')\,G^0_{jm}(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\,d\mathbf{x}'=\begin{cases}u_m(\mathbf{x}), & \mathbf{x} \text{ вне } S,\\ 0, & \mathbf{x} \text{ внутри } S,\end{cases}\qquad(1)$$

где $u_j(\mathbf{x})$ — вектор смещения, Γ_{ijkl} — тензор упругости (для изотропной среды $\Gamma_{ijkl}=\lambda\delta_{ij}\delta_{kl}+\mu(\delta_{ik}\delta_{jl}+\delta_{il}\delta_{kj})$), $i, j, k, l=1, 2, 3$; $G_{lm}{}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')$ — тензор смещений Грина, удовлетворяющий уравнению

$$\partial_i\left(\Gamma_{ijkl}\partial_k G^0_{lm}(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\right)+\rho\omega^2 G^0_{jm}(\mathbf{x}/\mathbf{x}')=-\delta_{jm}\delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}'),$$

где $\mathbf{x}$ — точка наблюдения, $\mathbf{x}'$ — точка источника, $\hat{n}'_j$ — нормаль к поверхности S, $f_j(\mathbf{x}')$ — источники внешнего поля (рисунок). Граничным условием для свободной поверхности твердого тела является равенство нулю вектора поверхностного напряжения

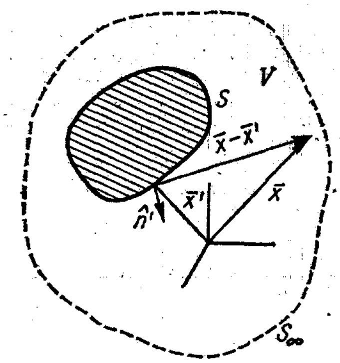
$$t_i(\mathbf{x}')=\hat{n}_j T_{ij}(\mathbf{x}'),$$

где $T_{ij}(\mathbf{x})$ — тензор напряжений, определяемый из обобщенного закона Гука: $T_{ij}=\Gamma_{ijkl}(\partial_k u_l)$.

Для свободной поверхности твердого тела второе слагаемое в первом интеграле уравнения (1)

$$G_{im}\widehat{n}_j'\Gamma_{ijkl}(\partial_k u_l) = G_{im} l_i(\mathbf{x}')\,|_S = 0$$

в силу граничного условия. Для изотропной среды уравнение (1) примет вид



$$\int_S \{\widehat{n}_j'\lambda\,[u_i(\mathbf{x}')\,\partial_i' G_{im}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')] +$$

$$+\,\widehat{n}_j'\mu\,[u_i(\mathbf{x}')\,\partial_i' G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')] + \widehat{n}_j'\mu\,[u_i(\mathbf{x}')\,\partial_j' G_{im}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')]\}\,dS' +$$

$$+\int_V \rho f_j(\mathbf{x}')\,G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\,d\mathbf{x}' = \begin{cases} u_m(\mathbf{x}), & \mathbf{x} \text{ вне } S, \\ 0 & , \ \mathbf{x} \text{ внутри } S. \end{cases} \tag{2}$$

Преобразуем выражение (2), используя формулу дифференцирования произведения двух функций:

$$\int_S \{\lambda\widehat{n}_j'\partial_i'(u_j(\mathbf{x}')\,G_{im}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')) - \lambda\widehat{n}_j' G_{im}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\,\partial_i' u_j(\mathbf{x}') +$$

$$+\,\mu\widehat{n}_j'\partial_i'(u_i(\mathbf{x}')\,G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')) - \mu\widehat{n}_j' G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\,\partial_i' u_i(\mathbf{x}') + \mu\widehat{n}_j'\partial_j'(u_i(\mathbf{x}')\,G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')) -$$

$$-\,\mu\widehat{n}_j' G_{im}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\,\partial_j' u_i(\mathbf{x}')\}\,dS' + \int_V \rho f_j(\mathbf{x}')\,G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\,dx' = \begin{cases} u_m(\mathbf{x}), & \mathbf{x} \text{ вне } S, \\ 0 & , \ \mathbf{x} \text{ внутри } S. \end{cases} \tag{3}$$

Воспользовавшись соотношениями [3]

$$(-\delta_S n_i\partial_j,\ \varphi) = \int_S n_i\partial_j\varphi\,dS; \quad (\delta_S,\ \varphi) = \int_S \varphi(\mathbf{x})\,dS; \quad \partial_i\partial_j\gamma = \delta_S n_i\partial_j; \quad \partial_i\gamma = n_i\delta_S,$$

перейдем от (3) к уравнению

$$\lambda(-\delta_S\widehat{n}_j'\partial_i',\ u_j(\mathbf{x}')\,G_{im}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')) + \mu(-\delta_S\widehat{n}_j'\partial_i',$$

$$u_i(\mathbf{x}')\,G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')) + \mu(-\delta_S\widehat{n}_j'\partial_j',\ u_i(\mathbf{x}')\,G_{im}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')) - \lambda(\delta_S\widehat{n}_j',\ G_{im}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\,\partial_i' u_j(\mathbf{x}')) -$$

$$-\,\mu(\delta_S\widehat{n}_j',\ G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\,\partial_i' u_i(\mathbf{x}')) - \mu(\delta_S\widehat{n}_j',\ G_{im}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\,\partial_j' u_i(\mathbf{x}')) +$$

$$+\int_V \rho f_j(\mathbf{x}')\,G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}')\,dx' = \begin{cases} u_m(\mathbf{x}), & \mathbf{x} \text{ вне } S, \\ 0 & , \ \mathbf{x} \text{ внутри } S, \end{cases}$$

или

$$-\lambda G_{im}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}') * (\partial_i'\partial_j'\gamma(\mathbf{x}')\cdot u_j(\mathbf{x}')) - \mu G_{im}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}') * (\partial_i'\partial_j'\gamma(\mathbf{x}')\cdot u_j(\mathbf{x}')) -$$

$$-\,\mu G_{im}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}') * (\partial_j'\partial_j'\gamma(\mathbf{x}')\cdot u_i(\mathbf{x}')) - \lambda G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}') * (\partial_i'\gamma(\mathbf{x}')\cdot\partial_j' u_i(\mathbf{x}')) -$$

$$-\,\mu G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}') * (\partial_j'\gamma(\mathbf{x}')\cdot\partial_i' u_i(\mathbf{x}')) - \mu G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}') * (\partial_i'\gamma(\mathbf{x}')\cdot\partial_i' u_j(\mathbf{x}')) +$$

$$+\,\rho G_{jm}^0(\mathbf{x}/\mathbf{x}') * f_j(\mathbf{x}') = \begin{cases} u_m(\mathbf{x}), & \mathbf{x} \text{ вне } S, \\ 0 & , \ \mathbf{x} \text{ внутри } S, \end{cases}$$

где звездочка означает свертку.

Нетрудно заметить, что выражение (4) представляет собой интегральную форму записи волнового уравнения для неоднородной упругой среды:

$$\lambda\partial_i\partial_j u_i(\mathbf{x}) + \mu\partial_i\partial_j u_i(\mathbf{x}) + \mu\partial_i\partial_i u_j(\mathbf{x}) + \rho\omega^2 u_j(\mathbf{x}) = -\rho f_j(\mathbf{x}) + \lambda(\partial_i\partial_j\gamma(\mathbf{x})\cdot u_i(\mathbf{x}) +$$

$$+\,\partial_i\gamma(\mathbf{x})\cdot\partial_j u_i(\mathbf{x})) + \mu(\partial_i\partial_j\gamma(\mathbf{x})\cdot u_i(\mathbf{x}) + \partial_j\gamma(\mathbf{x})\cdot\partial_i u_i(\mathbf{x})) +$$

$$+\,\mu(\partial_i\partial_i\gamma(\mathbf{x})\cdot u_j(\mathbf{x}) + \partial_i\gamma(\mathbf{x})\cdot\partial_i u_j(\mathbf{x})).$$

Из уравнения (5) видно, что решение граничной задачи связано с решением волнового уравнения для неоднородной упругой среды, но с неоднородностью, описываемой обобщенной функцией в виде производных характеристической функции $\gamma(x)$. Из этого следует, что для приближенного решения обратной граничной задачи можно воспользоваться теми же итерационными алгоритмами, которые были разработаны для решения обратных задач рассеяния звука на сильных неоднородностях параметров среды [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Горюнов А. А. Препринт № 8 физ. фак. МГУ. М., 1984. [2] Yih-Hsing Pao, Vasundara Varatharajulu. JASA, 1976, **59**, p. 1361. [3] Владимиров В. С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1981. [4] Байков С. В., Буров В. А., Горюнов А. А., Сасковец А. В. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1982, **23**, № 6, с. 22.

Поступила в редакцию
16.10.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 3

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 539.213

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ АМОРФНЫХ ПЛЕНОК Gd—Fe В ПРОЦЕССЕ ИХ ОКИСЛЕНИЯ

Г. В. Смирницкая, Л. В. Никитин

(кафедра общей физики для естественных факультетов; кафедра магнетизма)

Аморфные пленки из сплава редкоземельных и переходных металлов могут использоваться в качестве носителей термомагнитной записи и в ЦМД-устройствах. Для надежной работы приборов необходимо постоянство параметров полученных пленок.

В настоящей работе исследуется изменение магнитных свойств, структуры и химического состава поверхностного слоя аморфных пленок Gd—Fe при длительном пребывании их на воздухе. Пленки получались в разряде с осциллирующими электронами распылением поликристаллических катодов из сплава $GdFe_2$ при анодном напряжении $V_a=2{,}5$ кВ, напряженности магнитного поля $H=275$ Э в атмосфере Kr при двух значениях давления криптона p_{Kr}, соответствующих различным режимам разряда: 1) $p_{Kr}=1\cdot10^{-4}$ мм рт. ст. (режим разряда с отрицательным пространственным зарядом; $I_p=900$ мкА); 2) $p_{Kr}=5\cdot10^{-4}$ мм рт. ст. (плазменный режим разряда; $I_p=4$ мА) [1]. Скорость нанесения пленок в 1-м режиме равнялась $S=(20\pm2)$ Å/мин, во 2-м $S=(22\pm2)$ Å/мин. Описание метода и установки дано в работе [2].

Для исследования магнитных свойств поверхностного слоя использовался экваториальный эффект Керра (ЭЭК), пропорциональный намагниченности. При этом свет проникает в металлический ферромагнетик на глубину порядка 0,03 мкм [3]. Концентрационные профили компонент по глубине пленки исследовались с помощью оже-электронного анализа на установке *Varian*. Химический состав пленок определялся рентгеновским микроанализатором ХМА-5В, структура — рентгеновским дифрактометром УРС-50 ИМ. Съемка велась на Co K_α-излучении с β-фильтром из Fe как непосредственно после выноса пленок в атмосферу, так и через несколько месяцев после пребывания их на воздухе.

На рис. 1 приведены зависимости ЭЭК от энергии квантов падающего света $\hbar\omega$ в области $\hbar\omega=0{,}6$—$2{,}64$ эВ при угле падения $\varphi=70°$. Величина и характер этих зависимостей определяются режимом разряда при получении пленки и существенно меняются в ходе пребывания их на воздухе. Для пленки, полученной в плазменном режиме и исследованной в первый день, величина эффекта слабо зависит от $\hbar\omega$, что указывает на то, что пленка находится в аморфном состоянии, так как отсутствие дальнего порядка приводит к размыванию пиков, связанных с электронными переходами. Для пленок, полученных в режиме разряда с отрицательным пространственным зарядом, наблюдаются более ярко выраженные особенности при энергиях 0,8—1,4 эВ, что характерно для частичной кристаллизации аморфной фазы. Основной причиной образова-