

7. Klimker H., Rosen M., Dariel M. P., Atzmony U. Elastic and magnetoelastic properties of polycrystalline rare-earth-iron Laves compounds // Phys. Rev. 1974. V. 10B. № 7. P. 2968–2972.
8. Караев Г. И., Шубин В. В. Зависимость модуля упругости TbFe₂ от магнитного поля до 70 кЭ // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 1. С. 142–144.
9. Андрущак Е. А., Евтихийев Н. Н., Погужев С. А., Прображенский В. Л., Экономов Н. А. Акустические колебания в антиферромагнитных резонаторах // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 170–178.

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступило в редакцию
16.II.1988

УДК 534.2:548.4

ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ПРИ РЕЛАКСАЦИИ ПЛОСКОГО ДИСЛОКАЦИОННОГО СКОПЛЕНИЯ

Зимняков Д. А., Сальников А. Н.

С точки зрения диагностики процессов деформации и разрушения твердых тел по сигналам акустической эмиссии представляет интерес моделирование явления генерации нестационарных упругих полей системами движущихся дислокаций различных типов [1, 2]. Ниже рассматривается задача определения параметров акустического импульса, генерируемого в процессе эволюции плоского дислокационного скопления в критическое состояние, соответствующее условию зарождения микротрещины, в результате скачкообразного увеличения внешнего напряжения.

Для определения компонент тензора напряжений звукового поля, создаваемого нестационарным дислокационным потоком в дальней зоне, использовалось выражение [3]

$$\tau_{ik}(R', t) = \frac{\rho c_t^2}{\pi \sqrt{2R'}} \sum_{\alpha=l,t} \frac{\psi_{iklm}^{(\alpha)}(\mathbf{n})}{c_\alpha^{3/2}} \int_0^\infty \frac{d\eta}{\sqrt{\eta}} \int_{-\infty}^\infty \frac{\partial}{\partial t} j_{lm}^s \left(R, t - \frac{R'}{c_\alpha} - \eta \right) dx dy, \quad (1)$$

где ρ — плотность среды, R' — радиус-вектор точки наблюдения, $j_{lm}^s(\)$ — тензор дислокационного потока, \mathbf{n} — единичный вектор, совпадающий по направлению с R' , c_l и c_t — соответственно скорости продольных и поперечных звуковых волн. В соответствии с выводами [3] в случае нестационарного движения системы винтовых дислокаций генерируемый акустический импульс содержит только сдвиговые цилиндрические волны; для дислокационного ансамбля, состоящего из краевых дислокаций, звуковое излучение будет содержать и поперечные, и продольные цилиндрические волны. Явный вид выражений для $\psi_{iklm}^{(\alpha)}(\mathbf{n})$ приведен в статье [3].

Процесс релаксации плоского скопления из $n+1$ краевых дислокаций в результате ступенчатой догрузки описывался в рамках дискретного подхода [4] системой дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{dx_i}{dt} = K \left(\frac{Db}{x_i} + \sum_{j \neq i}^n \frac{Db}{x_j - x_i} - (\tau + \tau_0) \right)^m, \quad i=1, \dots, n. \quad (2)$$

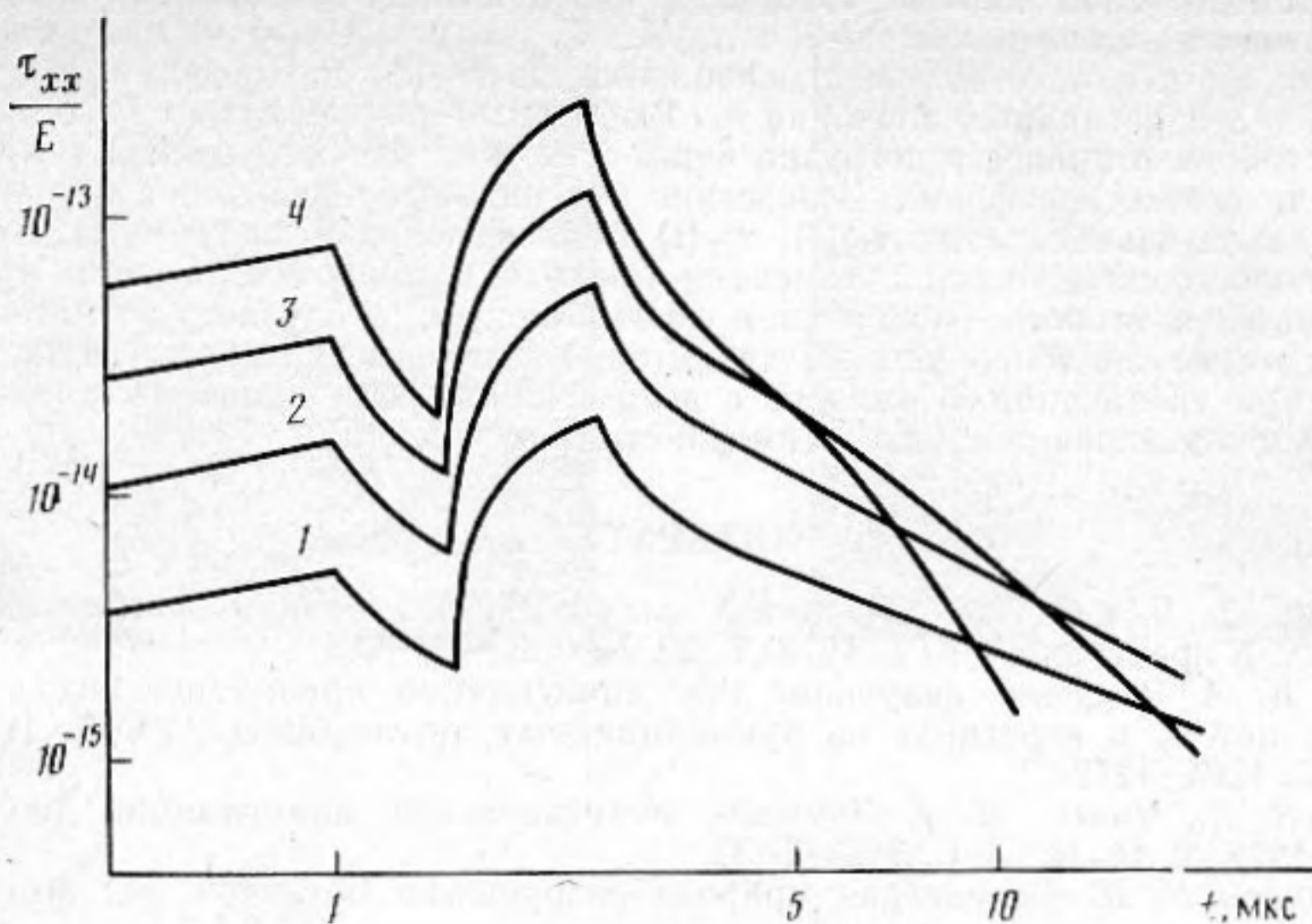
Здесь x_i — текущие координаты дислокаций скопления, D — модуль упругости, b — вектор Бюргерса, K , m — константы материала, τ_0 — начальное значение внешнего напряжения, $\tau + \tau_0$ — величина внешнего напряжения после догрузки.

В системе координат, связанной с движущимися дислокациями, выражение для единственной отличной от нуля компоненты тензора дислокационного потока имеет вид

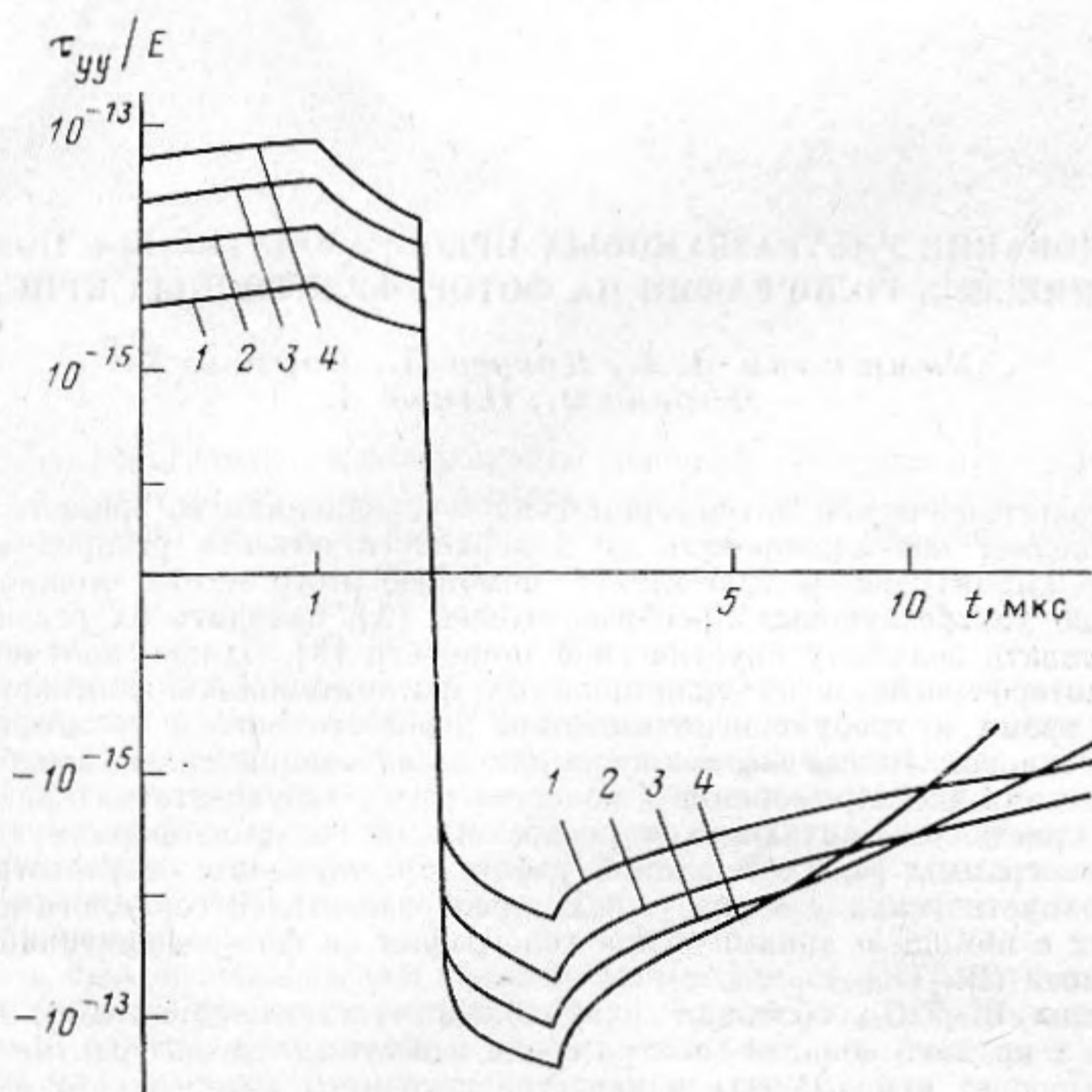
$$j_{xy}(x, y, t) = b \delta(y) \sum_{i=1}^n \frac{dx_i}{dt} \delta(x - x_i), \quad (3)$$

где $\delta(\)$ — дельта-функция. Таким образом, выражение (1) с учетом (2), (3) описывает акустическое излучение дислокационного скопления в дальней зоне (при $|R'| \gg L$, где L — характерный размер скопления).

В рамках предложенной модели были получены текущие значения отличных от нуля компонент тензора $\tau_{ik}(\tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{yy})$ в процессе релаксации скопления из 15 краевых дислокаций в вольфраме при различных значениях τ_0 и параметра догрузки $P = (\tau + \tau_0)/\tau_0$. Параметры K и m для вольфрама были определены путем обработки экспериментальных данных по подвижности краевых дислокаций [5]. Форма начальных участков составляющих АЭ-импульса, связанных с продольными и поперечными акустическими волнами, определяется характером движения дислокаций на начальном этапе догрузки (в процессе «разгона» системы дислокаций). При модели-



Фиг. 1. Зависимость приведенного напряжения τ_{xx}/E от времени для различных уровней начального напряжения, τ_0 , Н/м²: 1 — $1 \cdot 10^8$; 2 — $1,2 \cdot 10^8$; 3 — $1,4 \cdot 10^8$; 4 — $1,6 \cdot 10^8$



Фиг. 2. Зависимость приведенного напряжения τ_{yy}/E от времени для различных уровней начального напряжения, τ_0 , Н/м²: 1 — $1,0 \cdot 10^8$; 2 — $1,2 \cdot 10^8$; 3 — $1,4 \cdot 10^8$; 4 — $1,6 \cdot 10^8$

ровании в качестве параметра было введено время догрузки ΔT и предполагалось, что на начальном этапе движение дислокаций является равноускоренным. В результате моделирования установлены следующие особенности процесса акустического излучения в рассматриваемом случае. Угловое распределение амплитудных значений компонент упругого поля в волновой зоне описывается множителями: $\sin 2\varphi$ — для компонент тензора напряжений, связанных с продольной составляющей АЭ-импульса; $\sin 2\varphi \sin^2 \varphi$ — для нормальных компонент поперечной составляющей; $\cos 2\varphi \sin^2 \varphi$ — для касательной компоненты поперечной составляющей (φ — угол между плоскостью скольжения и вектором R'). Форма АЭ-импульса, генерируемого в процессе релаксации скопления при $\tau_0 = (1-3) \cdot 10^8$ Н/м² и $P = 3-10$, определяется эффектом суперпозиции продольной и поперечной составляющих импульса, так как время задержки составляющей, связанной с поперечной акустической волной, соизмеримо с длительностью импульса, обусловленной процессами разгона и торможе-

ния в дислокационной системе. На фиг. 1 и 2 показаны зависимости текущих значений приведенных компонент τ_{xx}/E и τ_{yy}/E (E — модуль Юнга) от времени для угла наблюдения $\varphi = \pi/4$, расстояния от скопления до точки наблюдения 10^{-2} м, $\Delta T = 10^{-6}$ с, $P = 3$ и различных значений τ_0 . Выбранные значения τ_0 и P соответствуют случаю перехода в процессе догрузки через макроскопический предел текучести поликристаллического вольфрама. Вследствие наложения продольной и поперечной составляющих на зависимостях $\tau_{xx}(t)$, $\tau_{yy}(t)$ появляются два экстремума, причем положение первого определяется моментом прихода в точку наблюдения продольной составляющей, а второго — поперечной составляющей; в случае τ_{yy} -компоненты зависимости имеют знакопеременный характер. Увеличение крутизны заднего фронта импульса при увеличении τ_0 связано с возрастанием роли процессов торможения в результате междислокационного взаимодействия в скоплении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нацик В. Д., Чишко К. А. Звуковое излучение дислокаций, движущихся у поверхности кристалла // ФТТ. 1978. Т. 20. № 2. С. 457–465.
2. Чишко К. А. Звуковое излучение при аннигиляции призматических дислокационных петель и перегибов на прямолинейных дислокациях // УФЖ. 1974. Т. 19. № 8. С. 1264–1272.
3. Нацик В. Д., Чишко К. А. Звуковое излучение при аннигиляции дислокаций // ФТТ. 1972. Т. 14. № 11. С. 3126–3132.
4. Владимиров В. И. Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия, 1984. 280 с.
5. Сузуки Т., Иши Т. Динамическая текучесть металлов и сплавов // Физика прочности и пластичности. М.: Металлургия, 1972. С. 133–152.

Саратовский политехнический институт

Поступило в редакцию
19.1.1988

УДК 534.321.9

ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ НА ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

*Камшилин А. А., Касусо А., Корреа Х.,
Морено Э., Олива А.*

Метод голографической интерферометрии с усреднением во времени, как известно [1], позволяет визуализировать по поверхности объекта распределение малых колебаний с амплитудой до 0,05 мкм. С помощью этого метода можно анализировать качество ультразвуковых преобразователей [2], находить их резонансные частоты и оценивать величину акустической мощности [3]. Однако получение голографических интерферограмм на традиционных фотоматериалах занимает достаточно длительное время и требует использования дорогостоящих и громоздких голографических установок. Новые возможности для исследования малых колебаний вибрирующих объектов дает применение в качестве регистрирующего материала фоторефрактивных кристаллов, являющихся реверсивными средами, формирующими динамические голограммы [4, 5]. В данной работе представлены результаты исследований электроакустических ультразвуковых преобразователей серийного производства, проведенных с помощью динамической голографии на фоторефрактивном кристалле титаносиленита ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$).

Кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ обладают наибольшей чувствительностью к голографической записи в крайней области спектра среди известных фоторефрактивных кристаллов. Это позволяет использовать в качестве источника когерентного излучения надежный и высокостабильный гелий-неоновый лазер. Голографический интерферометр был собран по известной схеме с использованием явления самодифракции с поворотом плоскости поляризации [6], наблюдаемого в кристаллах со структурой силенита. Данная схема является двухлучевой, в которой роль луча, восстанавливающего голограмму, играет опорный луч. Это позволяет восстанавливать голограмму непрерывно и одновременно с ее записью, и выводить восстановленное с голограммы изображение с помощью обычной телевизионной камеры на экран телемонитора. Использование динамического фоторефрактивного кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, позволяющего записывать и считывать практически неограниченное число голограмм различных объектов, и двухлучевой схемы голографического интерферометра позволили создать простую экспериментальную установку с оптическими элементами невысокого качества, работающую на обычном физическом столе без специальных дорогостоящих мер защиты от случайных вибраций. Это дало возможность получать интерферограммы колеблющейся поверхности ультразвуковых преобразователей с высокой степенью надежности.

В установке был использован гелий-неоновый лазер, генерировавший непрерывное излучение на длине волны 0,6328 мкм мощностью 40 мВт. Образец монокристал-