

## ТЕМПЕРАТУРНЫЙ МЕХАНИЗМ ДИСПЕРСИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Соболь В.Р., Логвинович П.Н.

УО "Белорусский государственный аграрный технический университет", г. Минск

Акустическую волну, в том числе и ультразвукового диапазона в низкочастотной области, принято рассматривать как колебательное движение частиц среды, осуществляемое по гармоническому закону во времени и пространстве и переносящее энергию с не зависящей от частоты скоростью. Такая идеализированная картина волнового процесса не предусматривает возможности существования механизмов, воздействующих на амплитуду и фазу волны за счет диссипации энергии механических колебаний. В целом поглощение энергии волнообразного движения материи, например, в случае электромагнитных колебаний, объясняется фактом существования мнимой составляющей скорости, которая формализуется через комплексный показатель преломления. В оптической области частот для прозрачных сред показатель преломления принимают как вещественную характеристику, а для проводящих, непрозрачных материалов комплексный характер показателя преломления позволяет описать явление скинирования электромагнитной волны в поверхностном слое материала. В реальных сплошных средах при распространении механических колебаний также существует поглощение энергии, связанное с нарушением условия абсолютной упругости, обусловленного присутствием дефектов кристаллической структуры. Данное обстоятельство позволяет рассматривать обратную задачу и по состоянию параметров распространяющихся акустических колебаний восстанавливать некоторые свойства среды, используя широкий диапазон частот применительно к эффектам упорядочения и перестройки атомной структуры материалов, связанным с диффузией примесей и вакансий в кристаллической решетке, а также к различным аспектам пластичности и прочности материалов и т.д. Высокая чувствительность и точность акустических измерений дает возможность проводить изучение материалов в широком диапазоне локальных деформаций – от малых, когда свойства среды можно аппроксимировать в приближении закона Гука, до критических, отвечающих пределу прочности. Методы, основанные на измерении скорости, фазы и степени поглощения акустических волн, позволяют вести непрерывные наблюдения за различными физико-химическими превращениями, происходящими в средах, включая кинетику фазовых переходов, изучать характер внутренних кристаллических сил, действующих между атомами и ионами [1 – 3].

В работе рассмотрены некоторые аспекты воздействия на скорость и фазу акустической волны температурных механизмов, обусловленных взаимодействием

протяженных и точечных дефектов кристаллической структуры. Дислокационные механизмы поглощения энергии акустических волн известны достаточно давно. Установлено, что внутреннее трение, особенно на резонансных частотах для дислокационных отрезков, резко возрастает, а частота резонанса смещается в низкую область с возрастанием сил вязкости, приводя к дисперсии скорости звука в гигагерцевой области частот. В настоящем случае проанализирован температурный механизм дисперсии скорости звука в мегагерцевой области, который обусловлен взаимодействием дислокаций с примесными атомами в атмосферах, образуемых в областях всестороннего сжатия и растяжения вблизи экстраллоскости краевой дислокации. При рассмотрении учтено взаимодействие точечных и протяженных дефектов, приводящее к поглощению энергии механических колебаний. Энергия взаимодействия положительной краевой дислокации с примесным атомом принимается в традиционном виде

$$W = \frac{Gb\delta V(1+\nu)\sin\theta}{1-\nu r}, \quad (1)$$

где  $r$  и  $\theta$  – цилиндрические координаты примесного атома относительно прямой линии дислокации и ее вектора Бюргерса.  $G$  – упругий модуль сдвига,  $\delta V$  – локальное изменение объема в точке нахождения примесного атома,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $b$  – величина вектор Бюргерса.

Максимальная энергия взаимодействия в таком рассмотрении по порядку величины будет  $W = \frac{4Gb^3\varepsilon(1+\nu)}{3(1-\nu)}$ ,  $\varepsilon$  – относительная разность радиусов примесного

$R_i$  и собственного  $R_0$  атомов,  $\varepsilon = (R_i - R_0)/R_0$ . Вдоль дислокационной линии длиной  $L$  будут располагаться цепочки примесных атомов с количеством в каждой из них  $L/\lambda$  ( $\lambda$  – среднее расстояние между атомами примеси,

которое выражается как  $\lambda = a \cdot c^{-\frac{1}{3}}$ ,  $a$  – постоянная кристаллической решетки,  $c$  – концентрация атомов примеси в области нахождения дислокационной линии). Выигрыш энергии при осаждении вдоль дислокации единичной цепочки примесей составляет

$$W_0 \approx \frac{4Gb^2\varepsilon(1+\nu)c^{\frac{1}{3}}}{3(1-\nu)} \quad (2)$$

Подобно тому, как искривленная дислокация при отсутствии примесей, стремясь к минимуму энергии распрямляется и обретает минимальную длину, так и искривленная дислокация при наличии примесей будет получать дополнительный выигрыш энергии, если распрямляясь она будет приближаться к прямолинейной цепочке атомов примеси.

Следует заметить, что в известных моделях взаимодействия дислокаций с примесями предполагается, что притяжение дислокации к примеси исчезает при малейшем удалении участка дислокации от примеси, что приводит к их лавинообразному отрыву от примесей на всем участке дислокации, закрепленной в точках пересечения с другими протяженными дефектами. Таким не абсолютным бесспорным механизмом пытаются обосновать наличие гистерезиса в каждой локальной точке пространства между напряжением и деформацией.

Исходя из вышеизложенного имеет смысл взаимодействие дислокационного отрезка с примесными атомами представлять как дополнительный источник упругого натяжения. Представляя дислокационный отрезок, движущийся в поле знакопеременного напряжения в приближении струнной модели с коэффициентом, определяющим силу линейного натяжения вида

$$D := \frac{2Gb^2}{\pi(1-\nu)} \left[ 1 + \frac{2}{3}(1+\nu)\varepsilon c^{\frac{1}{3}} \right] \quad (3)$$

было получено решение для смещения отрезка вдоль его длины, на основании которого записана скорость акустической волны, в которой концентрация примесных атомов  $c$  вблизи дислокационной линии связана с равновесной

$$c = c_0 e^{\frac{W_0}{3kT}}$$

$$v = \left( \frac{G}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \left[ 1 - \frac{\Lambda}{V} \frac{l^4 \pi^2 (1-\nu)^2}{4Gb^2 \left[ 1 + (1+\nu)\varepsilon c_0 e^{\frac{W_0}{3kT}} \right]} \frac{B\omega}{1 + \frac{B^2 \omega^2 l^4 \pi^2 (1-\nu)^2}{16G^2 b^4 \left[ 1 + (1+\nu)\varepsilon c_0 e^{\frac{W_0}{3kT}} \right]}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

Здесь:  $\rho$  - плотность вещества,  $\Lambda/V$  - плотность дислокаций,  $l$  - характерная длина дислокационного сегмента,  $B$  - коэффициент определяющий силу вязкого трения, который является функцией температуры, поскольку определяется электронной и фононной составляющими воздействия на смещение атомов из положения равновесия.

По смыслу первый множитель в (4) является скоростью акустической волны бездефектного материала, а вклад протяженных и точечных дефектов определяется поправочным слагаемым к единице во втором множителе. Следуя (4) скорость звука является немонотонной функцией частоты, зависящей от температуры, что позволяет оценить вклад температурного механизма в эффективный упругий модуль, который возрастает с понижением температуры, поскольку концентрация примесных атомов на дислокациях, может существенно отличаться от своего равновесного значения, вплоть до выпадения новых фаз вблизи протяженных дефектов.

Вместе с тем полученное выражение не обнаруживает дисперсионных закономерностей поведения скорости, связанных с резонансным движением дислокаций в области гиперзвуковых частот, которые, тем не менее, присутствуют в большей или меньшей степени, поскольку движение дислокационного сегмента при недостаточной эффективности сил вязкого трения, что имеет место в области гиперзвуковых частот, вполне может обнаружить эффективное поглощение энергии механических колебаний. Учет указанных обстоятельств позволит получить общее выражение для скорости, адекватное всему диапазону частот акустических колебаний.

#### Литература

1. Соболев, В.Р. О влиянии сил вязкости на движение дислокационного сегмента и распространение упругих колебаний в металлах / В.Р. Соболев [и др.]

// Доклады НАН Беларуси. – 2007. – Т. 51, № 3. – С. 13–18.

2. Алексеенко, В.И. Применение ультразвуковых частотно-фазовых методов для исследования ферромагнитных материалов / В.И. Алексеенко, В.И. Крылович, П.Н. Логвинович // Дефектоскопия. – 1985. – № 6. – С. 90–92.

3. Логвинович, П.Н. Исследование процессов полимеризации композитных экоматериалов для сельскохозяйственного машиностроения / П.Н. Логвинович // Агропанорама. – 2007. – № 2. – С. 19–25.

## **О ДИНАМИКЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Соболь В.Р., БГАТУ, г. Минск

Устинович Д.Ф., ФТИ НАН Б, г. Минск

Быкова С.Л., Малишевский В.Ф., Козик В.А., УО БГАТУ, г. Минск

Кириленко А.И., МГВАК, г. Минск

Развитие энергосберегающих технологий применительно к производству промышленной и сельскохозяйственной продукции подразумевает создание более совершенных материалов, включая средства для изготовления и доводки новых машин и агрегатов. В этом ряду важное место занимает обработка изделий из твердых материалов типа стекла, керамики, металлорежущих сплавов и т.д. Импортозамещающий инструмент абразивного ряда вполне можно изготавливать в существующих на данный момент условиях, если разработать эффективные способы формирования режущих кромок из материалов типа алмаза, кубического нитрида бора и других. Оптимальная организация рабочих слоев абразивных кругов, включая упорядочение расположения частиц из сверхтвердого материала в связующей матрице, позволяет обеспечить повышение стойкости и режущей способности инструмента за счет снижения температуры в зоне резания и уменьшения энергетических затрат. Для придания режущим зернам нужной ориентации применяют электрическое или магнитное поле [1–3].