

Междисциплинарный уровень интеграции современных научных исследований

Физико-математические науки

КОЛЕБАНИЯ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

Богатов Н.М., Савченко А.П.

Кубанский государственный университет

Колебания среды, возникающие в твердом теле при высоких температурах, оказывают значительное влияние на образование в нем структурных дефектов. Изучение характера распространения колебаний в упруго-пластической среде является актуальной задачей физики конденсированного состояния. Взаимосвязь колебаний плотности структурных дефектов и смещений среды можно описать с помощью калибровочной теории дефектов [1].

Целью работы является определение частот колебаний упруго-пластической среды с дефектами структуры.

Из полевых уравнений теории [1] следуют уравнения непрерывности и равновесия в обобщенной форме:

$$\nabla_{\beta} C^{\beta\gamma\mu\nu} (u_{\mu\nu} - \alpha_{\mu\nu} T) = 0, \quad (1)$$

$$\text{где } C^{0h0k} = \rho c^2 g^{hk}, \quad C^{ijkh} = -C^{ijkh}, \\ C^{0\alpha ij} = C^{000\delta} = C^{00\alpha\beta} = 0, \quad C^{\beta\gamma\mu\nu} = C^{\gamma\beta\mu\nu} = C^{\beta\gamma\nu\mu} = C^{\mu\nu\beta\gamma}$$

; греческие индексы принимают значения 0, 1, 2, 3, а латинские – 1, 2, 3; c^{ijkh} – коэффициенты упругой жесткости кристалла; $\rho = \text{const}$ – плотность материала; c – скорость света; $u_{\mu\nu}$ – тензор деформаций кристалла; α_{ij} – тензор теплового расширения кристалла, $\alpha_{0\alpha} = 0$; T – температура.

$$u_{\alpha\beta} = (\partial_{\beta} u_{\alpha} + \partial_{\alpha} u_{\beta} + \theta_{\alpha\beta} + \theta_{\beta\alpha})/2, \quad (2)$$

где \mathbf{u} – вектор смещений; $\theta_{\alpha\beta}$ – компоненты объектов аффинной связности, обусловленные трансляционными дефектами, например, краевыми дислокациями.

Основные уравнения имеют более простой вид в случае изотропной среды. Коэффициенты упругой жесткости вычисляются по формуле:

$$c_{ijkl} = \lambda \cdot \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu \cdot \delta_{ij} \delta_{jk} + \nu \cdot \delta_{ik} \delta_{lj}. \quad (3)$$

Подставив (2) и (3) в (1), получим уравнение динамики среды с дефектами:

$$(I + m) \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div}(\vec{u})) + m \cdot \vec{\Delta} \vec{u} - \\ - r \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = -I \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(p) - m \cdot \vec{s} + r \cdot c \frac{\partial \vec{f}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\text{где } p = \Theta_{kk} + \alpha_{kk} T,$$

$s_i = \partial_j (\Theta_{ij} + \Theta_{ji} - 2\alpha_{ij} T)$, $f_i = \Theta_{0i}$, по повторяющимся индексам подразумевается суммирование. Правая часть уравнения (4) содержит вынуждающие силы.

Направим ось Ox по направлению распространения волны, тогда вектор смещений $u_i(x,t)$ можно разложить на продольную и поперечные составляющие вида $A_0 \exp\{i(\omega t + kx)\}$.

Величины p , s_i , f_i зададим в виде гармонических колебаний с амплитудами A_1 , A_2 , A_3 соответственно, сдвинутых по фазе на величину φ относительно смещений. Подставим $u_i(x,t)$, $p(x,t)$, $s_i(x,t)$ и $f_i(x,t)$ в (4). Для продольных колебаний получим уравнение:

$$-(\lambda + 2\mu)k^2 + \rho\omega^2 = (-i \cdot \lambda k \tau_1 - \mu \tau_2 + i \rho c \omega \tau_3) e^{i\varphi}, \quad (5)$$

для поперечных колебаний:

$$-\mu k^2 + \rho\omega^2 = (-i \cdot \lambda k \tau_1 - \mu \tau_2 + i \rho c \omega \tau_3) e^{i\varphi}, \quad (6)$$

$$\text{где } \tau_m = \frac{A_m}{A_0}, \quad m = 1, 2, 3.$$

Решив уравнения (5), (6) относительно ω , получим два корня:

$$w_n = i \left(\frac{t_3}{2} c \cdot \cos j + \frac{(I^2 + R^2)^{1/4}}{2r} \sin \left[\frac{1}{2} \arctg \frac{I}{R} + pn \right] \right) + \\ + \frac{(I^2 + R^2)^{1/4}}{2\rho} \cos \left[\frac{1}{2} \arctg \frac{I}{R} + \pi n \right], \quad n = 0, 1, \quad (7)$$

где для продольных колебаний:

$$R_{\parallel} = -r^2 c^2 t_3^2 \cos(2j) - 4rk^2(I + 2m) + \\ + 4rt_1 I k \sin(j) - 4rt_2 m \cos(j)$$

$$I_{\parallel} = -r^2 c^2 t_3^2 \sin(2j) - 4rt_1 I k \cos(j) - \\ - 4rt_2 m \sin(j)$$

для поперечных колебаний:

$$R_{\perp} = -r^2 c^2 t_3^2 \cos(2j) - 4rnk^2 + \\ + 4rt_1 I k \sin(j) - 4rt_2 m \cos(j)$$

$$I_{\perp} = -r^2 c^2 t_3^2 \sin(2j) - \\ - 4rt_1 I k \cos(j) - 4rt_2 m \sin(j)$$

Мнимая часть выражения (7) определяет коэффициент нарастания (затухания) колебаний. Волновые решения с $\text{Im}\omega_n \neq 0$ физически не реализуются в твердом теле.

Найдем частоты волн колебаний, распространяющихся в среде с дефектами. Положим мнимую часть ω_n равной нулю и определим значение разности фаз φ . Для упрощения расчетов выберем $\tau_2 = \tau_3 = 0$, тогда получим два значения $\varphi_0 = \pi/2$, $\varphi_1 = -\pi/2$, при которых

для поперечных колебаний

$$\omega_n = (|(-1)^n k \cdot \mu + \tau_1 \cdot \lambda \cdot k / \rho|)^{1/2}, \quad n = 0, 1; \quad (8)$$

для продольных колебаний

$$\omega_n = (|(-1)^n k \cdot (\lambda + 2\mu) + \tau_1 \cdot \lambda \cdot k / \rho|)^{1/2}, \quad n = 0, 1 \quad (9)$$

Частоты (8) и (9) соответствуют физически возможным решениям уравнения (4) для незатухающих волн деформации. При $\tau_1 = 0$ выражения (8), (9) переходят в известные выражения для волн в упругой среде без дефектов. Структурные дефекты влияют на частоту распространяющихся волн. Зависимость ω_n от отношения амплитуд τ для продольных колебаний показана на рис. 1. Для частоты поперечных колебаний график имеет аналогичный вид. В расчетах использованы значения $\lambda = -5,09 \cdot 10^{11}$ Н/м² и $\mu = 5,31 \cdot 10^{11}$ Н/м², $\rho = 2,3 \cdot 10^3$ кг/м³, $k = 1$ м⁻¹.

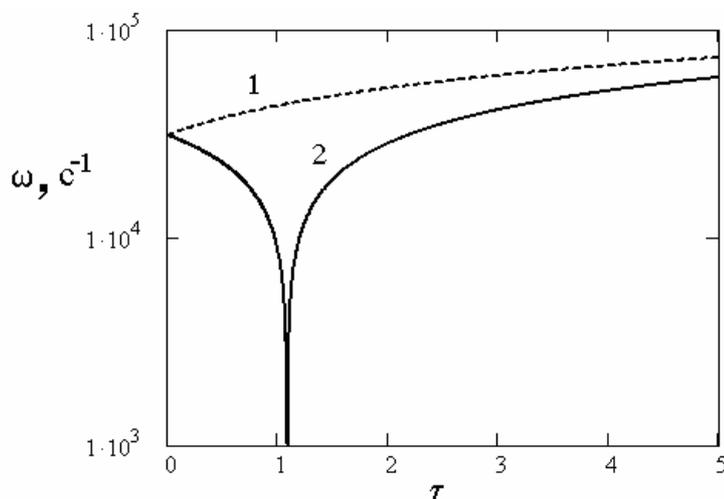


Рисунок 1. Зависимость частоты продольных волн в упруго-пластической среде от отношения амплитуд τ : 1 – $\omega_0(\tau)$; 2 – $\omega_1(\tau)$

Функция $\omega_0(\tau)$ монотонно возрастает при $\tau > 0$. Функция $\omega_1(\tau)$ имеет минимум, в котором частота достигает значения $\omega_{\min} = 0$, что соответствует стоячим волнам. Длина стоячих волн зависит от значения τ .

Таким образом, получены следующие типы решений: 1 – непрерывно возрастающие (убывающие) по амплитуде волны, реально не наблюдаемые; 2 – незатухающие волны деформации, в дисперсионные соотношения которых входят упругие постоянные среды, плотность среды, отношение амплитуд колебаний вынуждающей силы и смещений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Bogatov N.M. Gauge field theory of dislocations formation by thermal stresses // Phys. Stat. Sol. (b). 2001. V. 228. №3 P.651–661.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТЖИГА ЛИТИЙ СОДЕРЖАЩЕГО КРЕМНИЯ N-ТИПА ПРОВОДИМОСТИ, ОБЛУЧЕННОГО ПОТОКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

Богатов Н.М., Коваленко М.С.

Кубанский государственный университет

Полупроводниковые приборы используются в условиях повышенного воздействия ионизирующих излучений. Радиационные дефекты являются одной из причин деградации изделий полупроводниковой электроники. Поэтому в отечественной и зарубежной литературе значительное внимание уделяется исследованию радиационной стойкости полупроводниковых материалов и приборов. Кремний является наиболее широко используемым и изученным материалом полупроводниковой электроники. Возрастающие требования к радиационной стойкости стимулируют создание новых конструкций, технологий изготовления и восстановления приборов из этого материала.

Атомы лития, имея высокую подвижность в решетке кремния, взаимодействуют с радиационными дефектами и снижают коэффициенты повреждения. В работе моделируется процесс изменения concentra-

ции вторичных радиационных дефектов (ВРД) в течение изотемпературного отжига кремния n-типа, легированного литием. Кинетика дефектообразования включает 2 этапа. На первом этапе радиационные дефекты образуются под действием электронов с энергией 3 Мэв и интенсивностью потока $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Время облучения – 100 сек., температура – 330 К. На втором этапе ионизирующее излучение отсутствует, проводится отжиг при температуре $T_{\text{от}} = 330 \text{ К}$, малоподвижные комплексы LiO распадаются, а свободные атомы Li пассивируют вторичные радиационные дефекты. Их концентрация в процессе отжига уменьшается до нуля, после чего все величины принимают стационарные значения. Временная зависимость концентрации ВРД рассчитывалась на основе решения системы уравнений квазихимических реакций в кремнии, выращенном методом Чохральского [1, 2].

Свойства материала определяются начальной концентрацией основных примесей: атомов фосфора $N_{\text{P(S)}}^0$, лития N_{Li}^0 , а также частично компенсирующего их бора $N_{\text{B(S)}}^0$. Начальные концентрации кислорода и углерода соответствуют кремнию, выращенному методом Чохральского, $N_{\text{O(I)}}^0 = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{C(S)}}^0 = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Индексами "i" и "s" обозначим атомы внедрения и замещения, соответственно.

Расчеты для второго этапа, выполненные при различных концентрациях основных примесей и температурах отжига, позволяют выделить общие тенденции изменения концентрации ВРД в литий содержащем кремнии n-типа, проиллюстрированные зависимостями на рис. 1.

В случае, представленном на рис. 1, $T_{\text{от}} = 373 \text{ К}$. По оси абсцисс отложено время отжига, а по оси ординат – концентрация ВРД. Значения концентраций ВРД при $t=0$ получены в результате моделирования первого этапа. Концентрация ВРД, не взаимодействующих с атомами Li, не изменяется, например, К-центров и комплексов SiV (линии 3 и 5 на рис. 1). Концентрации А-центров (линия 1) и дивакансий (линия 4) монотонно уменьшаются, достигая постоянно-