

где α – коэффициент объемного расширения; μ – параметр Пуассона; v_3^2 – скорость звука.

В рассматриваемом случае отличными от нуля будут радиальная σ_{rr} и угловая $\sigma_{\phi\phi}$ компоненты термонапряжений:

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= \frac{2G}{1-\mu} \left[(1-\mu) \frac{\partial U}{\partial r} + \mu \frac{U}{r} - (1+\mu) \alpha T_a \right], \\ \sigma_{\phi\phi} &= \frac{2G}{1-2\mu} \left[\mu \frac{\partial U}{\partial r} + (1-\mu) \frac{U}{r} - (1+\mu) \alpha T_a \right],\end{aligned}\quad (4)$$

где G – модуль сдвига.

Задача решалась численно. Используя функцию источника (2) из системы (1) находилась атомная температура $T_a(r, t)$, и после подстановки ее в (3) вычислялась амплитуда сигнала $U(r, t)$ и термонапряжения σ_{rr} и $\sigma_{\phi\phi}$. В результате показано, что амплитуда акустических колебаний и возникающие при этом температурные напряжения имеют осциллирующий характер во времени. В динамическом режиме величины термонапряжений значительно превосходят их квазистатические значения и заметно отличаются от случая, когда теплофизические характеристики вещества не зависят от температуры.

Литература

1. Комаров Ф. Ф., Власукова Л. А., Ювченко В. Н., Петлицкая Т.В. // Доклады НАНБ. 2004. Т. 48, № 2. С. 64–70.

2. Комаров Ф. Ф., Урбанович А. И., Ювченко В. Н. // Доклады НАНБ. 2006. Т. 50, № 3. С. 37–42.

ЛОКАЛЬНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

А. И. УРБАНОВИЧ, В. Н. ЮВЧЕНКО (Минск, Беларусь)

При прохождении быстрой заряженной частицы через твердое тело вокруг ее траектории может формироваться дефектная область-трек. Для описания процесса образования и развития энергетического трека в монокристаллических полупроводниках использованы две модели: волновая и обычная диффузионная модель температуропроводности, но с учетом зависимости теплофизических параметров среды от температуры. В работе [1] для описания процесса образования и развития энергетического трека в монокристаллических полупроводниках была предложена двухтемпературная модель с учетом конечной скорости передачи энергии в веществе, т. е.

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = K_e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) - \alpha(T_e - T_a), \quad (1)$$

$$\tau_p C_a \frac{\partial^2 T_a}{\partial t^2} + C_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = K_a \Delta T_a + \alpha(T_e - T_a), \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{\pi^2 m_e v^2 n}{6\tau_0 T_0}, \quad (3)$$

где T_e и T_a , C_e и C_a , K_e и K_a – соответственно температуры, теплоемкости, коэффициенты теплопроводности электронов и решетки; α – коэффициент передачи тепловой

энергии от электронов решетке; T_0 – температура Дебая; τ_0 – время свободного пробега электронов при $T = T_0$; v – скорость звука; n – число свободных электронов в единице объема; m_e – масса электрона; τ_p – время фонон-фононной релаксации. Начальное условие для уравнения (1) зададим в виде мгновенного линейного источника

$$T_e = \begin{cases} \frac{\varepsilon_e}{C_e l} \delta(\vec{r}), & |z| \leq \frac{l}{2}, \\ 0, & |z| > \frac{l}{2}, \end{cases} \quad (4)$$

где ε_e – часть энергии налетающего иона, переданная электронам; l – длина свободного пробега иона; \vec{r} – радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной к треку иона; ось z совпадает с направлением трека, а начало координат выбираем в середине трека.

Аналитическое решение, описывающее динамику температуры решетки на временах, сравнимых с временем τ_p имеет вид

$$T_a(r, t) \approx \frac{\alpha \varepsilon_e v^2 t^2}{4\pi C_a C_e l r_e^2 \chi_a} e^{-\frac{r^2}{r_e^2}}. \quad (5)$$

т. е. на малых временах температура решетки квадратично нарастает по времени. В то же время, при использовании обычной модели температуропроводности ($\tau_p \rightarrow 0$) температура решетки линейно нарастает по времени [2]. Рассмотрение трекообразования в полупроводниках в рамках обычной модели температуропроводности, но с учетом зависимости атомной теплоемкости и теплопроводности от температуры проводилось, в работе [3]. Для этого были аппроксимированы экспериментальные зависимости теплофизических свойств полупроводников, приведенные в [4], и рассмотрены разные механизмы передачи энергии от электронной подсистемы атомной, в том числе и модель взаимодействия электронной плазмы с практически неподвижными ионами, которая более адекватно описывает процессы в трековой области в течение $10^{-13} - 10^{-12}$ с, по сравнению с моделью электрон-фононного взаимодействия. В этом случае изменение электронной и атомной температуры описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned} C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r K_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial r} \right] - \alpha(T_e - T_a) + A(r, t), \\ C_a(T_a) \frac{\partial T_a}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r K_a(T_a) \frac{\partial T_a}{\partial r} \right] + \alpha(T_e - T_a). \end{aligned} \quad (6)$$

где $C_e(T_e)$ и $K_e(T_e)$, $C_a(T_a)$ и $K_a(T_a)$ – теплоемкость и теплопроводность электронной и атомной подсистем соответственно, с учетом их зависимостей от температуры T_e и T_a ; A – плотность энергии, переданной в электронную подсистему. Система (6) решалась численно.

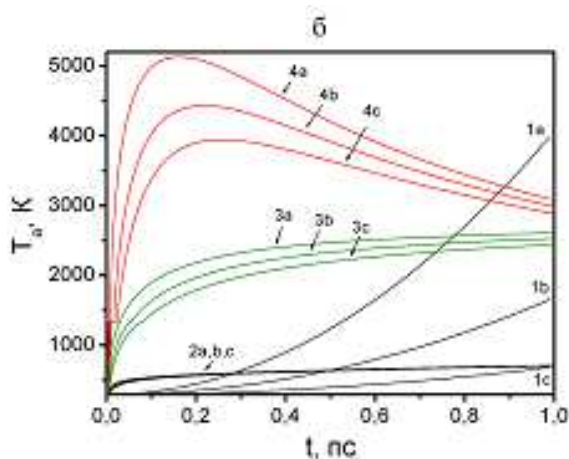


Рис. 1а

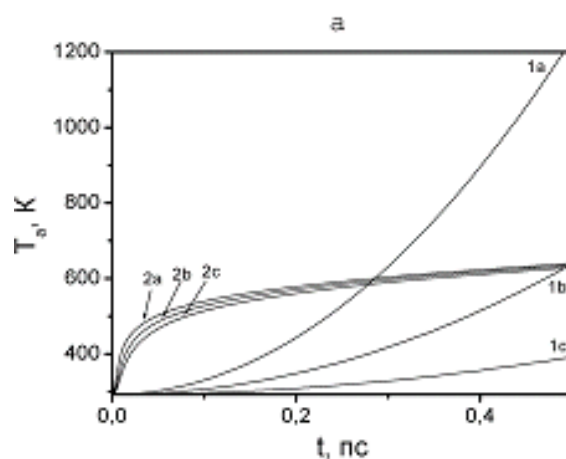


Рис. 1б

Рис. 1. Зависимость атомной температуры от времени при использовании двух моделей : 1 – волновой; 2,3,4 – диффузионной; а – $r = 0$ нм; б – $r = 1$ нм; с – $r = 1,5$ нм; $\alpha = 1,991 \cdot 10^{17}$ Вт/(м³·К) (1; 2); $\alpha = 3,56 \cdot 10^{18}$ Вт/(м³·К) (4); $\alpha = 1 \cdot 10^{18}$ Вт/(м³·К) (5).

На рис. 1а представлены зависимости температуры решетки от времени на различных расстояниях от оси трека для InP, облучаемого ионами Хе с энергией 250 МэВ, рассчитанные по формуле (5) и в результате численного решения системы (6). Из приведенных кривых следует, что наиболее близкое совпадение результатов, даваемых обеими моделями, наблюдается на временах $\sim 0,5$ пс на расстоянии ~ 1 нм от оси трека.

На рис. 1б представлены зависимости T_a от t при различных значениях параметра α . Расчеты показывают, что температура плавления в трековой области с использованием волновой модели достигается на более поздних временах по сравнению с диффузионной моделью, а радиус расплавленной области за время $t \sim \tau_p$ примерно одинаков в обеих моделях.

Литература

1. Комаров Ф. Ф., Урбанович А. И. // Доклады НАНБ. 2005. Т. 49, № 1- С. 54–58.
2. Гегузин Я. Е., Каганов М. И., Лифшиц И. М. // Физика твердого тела. 1973. Т. 15, № 8. С. 2425–2428.
3. Комаров Ф. Ф., Власукова Л. А., Ювченко В. Н., Петлицкая Т. В. // Доклады НАНБ. 2004. Т. 48, № 2. С. 64–70.
3. Landölt M., Börnstein J. Series "Numerical data and functional relationships in science and technology". New series.– Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 1982.– Vol. 17a.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПРЕДПРИЯТИЙ ПИЩЕВОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

М. К. Холмуродов, Б. С. Жалилов (Наманган, Узбекистан)

В практической деятельности человека значительное место занимает сезонная деятельность или сезонные процессы. Почти все процессы в сельском хозяйстве, а также