

УДК 621.315.592: 517.958

РЕЛАКСАЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИНТЕРФЕРИРУЮЩИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ

Гацкевич Е.И.

Белорусский национальный технический университет
Минск, Республика Беларусь

Аннотация. Исследовано уравнение теплопроводности, описывающее релаксацию температурного поля, инициируемого облучением полупроводниковых структур interfering пучками импульсного лазера. Найдено аналитическое решение уравнения теплопроводности с периодическим источником, связанным с передачей энергии от электронной подсистемы фононам. Проанализировано влияние релаксационных процессов на фононную температуру.

Ключевые слова: уравнение теплопроводности, лазерное облучение, полупроводник, неравновесные носители заряда, релаксация.

RELAXATION OF THE TEMPERATURE FIELD UNDER IRRADIATION WITH INTERFERING LASER BEAMS

Gatskevich E.I.

Belarusian National Technical University
Minsk, Republic of Belarus

Abstract. The thermal conductivity equation describing the relaxation of the temperature field initiated by irradiation of semiconductor structures with interfering beams of a pulsed laser has been studied. An analytical solution of the heat equation with a periodic source associated with the transfer of energy from the electronic subsystem to phonons is found. The influence of relaxation processes on the phonon temperature is analysed.

Key words: thermal conductivity equation, laser irradiation, semiconductor, nonequilibrium charge carriers, relaxation.

Адрес для переписки: Гацкевич Е.И., пр. Независимости, 65, г. Минск, 220113, Республика Беларусь
e-mail: gatskevich_elena@bk.ru

При облучении полупроводниковых структур двумя interfering пучками от импульсного лазера в образцах создается периодически модулированное распределение плотности неравновесных носителей заряда (ННЗ), которое называют динамической решеткой (ДР). Релаксация ДР обусловлена несколькими конкурирующими процессами, основными из которых являются амбиполярная диффузия и Оже рекомбинация ННЗ. В результате рекомбинационных процессов происходит передача энергии фононам и формируется тепловая решетка. Возбуждение ДР широко используется для исследования теплофизических свойств полупроводниковых структур [1]. В настоящей работе проведено моделирование релаксационных процессов после возбуждения ДР, то есть после лазерного возбуждения.

Рассмотрим ситуацию, когда с помощью interfering лазерных пучков в пленке возбуждается электронная решетка с некоторым периодом $\Lambda = 2\pi / q$, q – волновой вектор решетки. Будем считать, что длительность возбуждающего импульса существенно меньше времени рекомбинации t_R и времени диффузии t_D неравновесных носителей. При рекомбинации электронов поглощенная энергия передается кристаллической решетке (фононам), в результате чего формируется тепловая решетка. И тепловая и электронная решетка затухают (релаксируют) вследствие

диффузионных процессов. Считаем, что решетка возбуждается по всей толщине образца, что позволяет перейти к одномерному приближению.

В такой постановке задача сводится к уравнению теплопроводности с периодическими граничными условиями:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{Q_0}{t_R} e^{-\frac{t}{t_R}} (1 + \beta(t) \cos(qx)), \quad (1)$$

$$T(0, x) = T_0 (1 + \mu \cos(qx)),$$

$$T(t, x) = T \left(t, x + \frac{2\pi}{q} n \right),$$

$$Q_0 = \frac{E_0}{c\rho}.$$

Здесь $T(t, x)$ – температура, x – координата, параллельная поверхности образца, a – теплопроводность, c и ρ – теплоемкость и плотность образца, соответственно, E_0 – средняя плотность энергии лазерных пучков, поглощенная ННЗ и решеткой. Начальное условие соответствует фононной температуре образца (температуре решетки) после импульсного воздействия (до релаксационных процессов в электронной решетке) и обусловлено поглощением энергии лазерных пучков непосредственно фононами, здесь μ характеризует начальную пространственную модуляцию температуры, обусловленную интерференцией лазерных пучков.

При выборе источника тепла считали, что тепловая решетка формируется за счет рекомбинационных процессов в электронной решетке. $\beta(t) = \beta_0 e^{-\frac{t}{t_D}}$ – параметр, характеризующий затухание электронной решетки, обусловленное диффузией электронов.

Не нарушая общности решения, можем начать отсчет от температуры $T = T_0$. T_0 – это немодулированная часть температуры решетки.

Решение задачи будем искать в виде:

$$T(t, x) = T_1(t) + T_2(t) \cos(qx). \quad (2)$$

$T_1(t)$ – описывает усредненную температуру, определяемую немодулированным слагаемым источником тепла. $T_2(t) \cos(qx)$ – пространственно-модулированная часть температуры.

При подстановке указанного решения мы получаем отдельные уравнения для пространственно-модулированной и немодулированной частей решения, которые с учетом начальных и граничных условий имеют следующее решение:

$$T(t) = \frac{q_0 \beta_0 t_e \left(e^{-\frac{t}{t_e}} - e^{-\frac{t}{t_L}} \right)}{t_R (t_e/t_L - 1)} + \mu e^{-\frac{t}{t_L}}, \quad (3)$$

здесь $t_L = 1 / (q^2 a)$ обозначено время затухания тепловой решетки, t_e – эффективное время затухания электронной решетки. Это время определяется временем рекомбинации и временем диффузии электронов в электронной решетке,

$$t_e = \left(\frac{1}{t_R} + \frac{1}{t_D} \right)^{-1}.$$

Есть следующие предельные ситуации.

$t_L \gg t_R$ – температура в тепловой решетке выйдет на максимальное значение за счет поглощенной энергии электронной решетки и далее будет наблюдаться медленное затухание тепловой решетки, связанное с термодиффузионными процессами.

$t_L \ll t_R$ – тепловая решетка затухает слишком быстро, чтобы реагировать на рекомбинационные процессы в электронной решетке.

$t_D \ll t_R$ – тепловая решетка не возникнет, так как электронная решетка затухнет быстрее, чем энергия ННЗ передастся тепловой решетке.

$t_L \sim t_R$ и $t_R < t_D$ или $t_R \sim t_D$ – наиболее интересная ситуация, именно, эта ситуация наиболее интересна экспериментаторам [1], использующим метод ДР для получения данных о теплопроводности (температуропроводности).

Второе слагаемое в формуле (3) фактически определяется начальной пространственной моду-

ляцией тепловой решетки, $q_0 \beta_0$ – постоянная величина. Таким образом, амплитуда тепловой решетки определяется следующей нормированной температурой:

$$T_n(t) = \frac{t_e \left(e^{-\frac{t}{t_e}} - e^{-\frac{t}{t_L}} \right)}{t_R (t_e/t_L - 1)}. \quad (4)$$

Полученная формула была использована для анализа влияния различных релаксационных процессов в динамической решетке. На рисунке 1 приведены временные зависимости температуры решетки для различных значений времени рекомбинации (рисунок 1, а) и времени диффузии (рисунок 1, б) при указанных значениях остальных параметров.

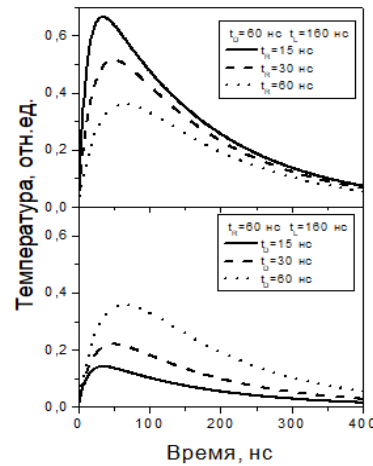


Рисунок 1 – Временные зависимости температуры решетки при различных временах релаксации

Используя полученное решение (4), можно определить время, когда достигается максимальная температура:

$$\frac{dT_n}{dt} = 0.$$

Из этого получаем время t_{\max} :

$$t_{\max} = \ln \left(\frac{t_e}{t_L} \right) \left(\frac{1}{t_L} - \frac{1}{t_e} \right)^{-1}.$$

Таким образом, сформулировано уравнение, описывающее релаксацию температурного поля, инициируемого воздействием интерферирующих лазерных пучков, и найдено и проанализировано его решение.

Литература

1. Оптические исследования теплопереноса в тонких пленках PbTe : Bi(Sb) / Е.В. Ивакин [и др.] // ФТП. – Т. 52, № 13. – С. 1584–1588.