

спектров в идентичных условиях при двух значениях мощности СВЧ-излучения: 200 мВт и 2 мВт. Такой режим выбора микроволновой мощности обусловлен разделением парамагнитных центров по временам релаксации. Так на рисунке 1 приведены спектры ЭПР исследуемых образцов, регистрируемые при максимальной микроволновой мощности, которая приводит к насыщению парамагнитных центров и искажению сигналов ЭПР.

Как видно из рисунка, сверхтонкая структура парамагнитного центра P1 (атом азота, замещающий углерод в узле кристаллической решетке алмаза) регистрируется только в алмазах НРНТ. Используя известное свойство данного центра насыщаться при большой мощности СВЧ излучения [1], можно, уменьшая ее до минимума, зарегистрировать P1 центр в этих же образцах. На рисунке 2 показаны спектры, зарегистрированные при минимальной микроволновой мощности, что позволило выделить парамагнитные центры с большими (≈ 5 мкс) временами релаксации.

Таблица – Времена парамагнитной релаксации в образцах алмаза различного генезиса

Образцы алмазов	Время спин-решеточной релаксации, T_1 (с)	Время спиновой релаксации, T_2 (с)
НРНТ	$3,0837 \times 10^{-4}$	$4,42 \times 10^{-8}$
CVD	$4,6887 \times 10^{-4}$	$8,1726 \times 10^{-8}$
Природный	$9,0615 \times 10^{-4}$	$3,56 \times 10^{-8}$
ДНА	$4,3286 \times 10^{-4}$	$7,395 \times 10^{-9}$

Отсутствие в спектрах ЭПР наноалмазов сверхтонкой структуры P1 центра обусловлено вкладом поверхности наноструктур в парамагнетизм ДНА, т.е. значительным вкладом в спектр ЭПР поверхностных состояний некомпенсированных спинов в наноалмазах детонационного синтеза [2].

УДК 621.315.592

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ТРЕХСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Гацкевич Е.И., Князев М.А.

Белорусский национальный технический университет,
Минск, Республика Беларусь

В настоящей работе проанализировано использование схем сквозного счета при моделировании лазерно-индуцированных процессов плавления и отвердевания в трехслойных структурах. Моделирование проводилось для структуры вида *Ge/pc-Si/c-Si* с толщинами слоёв германия 320 нм и поликристаллического кремния 30 нм соответственно, подложка кристаллического кремния имела толщину 350 мкм. Данного типа структуры широко используются как перспективные материалы современной оптоэлектроники [1]. При моделировании рассматривалось воздействие на указанную структуру 80 наносекундных импульсов

Рассчитанные времена парамагнитной релаксации в исследуемых образцах алмаза представлены в таблице.

Полученное время релаксации T_1 порядка 10^{-4} с свидетельствует о существовании достаточной совершенной структуры в исследуемых образцах. Под совершенной структурой понимается наличие дальнего порядка и предельно низкое (на уровне чувствительности спектрометра ЭПР) содержание дефектов, не дающее вклад в орбитальный момент [3]. Таким образом, уже на основании сопоставления времен парамагнитной релаксации в исследуемых образцах различного генезиса возможно проводить экспресс-диагностику алмазного сырья. Следует отметить, что отсутствие сигнала ЭПР в исследуемых образцах не является свидетельством полного отсутствия дефектов. В данной работе показано, что примесный центр P1 является чувствительной спин-меткой к окружающему его кристаллическому пространству. Так, по параметрам спектра P1-центра и по его зависимости от мощности СВЧ-излучения можно сделать вывод о степени совершенства алмаза, а по форме спектра – установить моно- или поликристалл мы исследуем.

Литература

1. Loubster, J. H. N. Electron Spin Resonance in the Study of Diamond / J. H. N. Loubster, J. A. van Wyk // Rep.Prog. Phys. – 1978. – Vol. 41. – P. 1201–1248.
2. Долматов В. Ю. Детонационные наноалмазы: синтез, строение, свойства и применение // Успехи химии. – 2007. – Т. 76. – №. 4. – С. 375–397.
3. Locating inherent unpaired orbital spins in detonation nanodiamonds through the targeted surface decoration by paramagnetic probes / A.I. Shames [et al.] // Diam Relat Mater. – 2011. – Vol. 20, № 3. – P. 318–321.

излучения рубинового лазера в диапазоне плотностей энергий, достаточных для инициирования плавления.

Применение схем сквозного счёта для задач с фазовыми переходами заключается в следующем [2]. При моделировании процессов плавления и кристаллизации необходимо решать задачу Стефана. Она состоит в определении поля температур и координат границы фазового перехода. Считается, что агрегатное состояние среды изменяется только по механизму теплопроводности под воздействием источников тепла. Передача энергии в каждой фазе рассматриваемого ве-

щества описывается уравнением теплопроводности; поведение границы фазового перехода определяется условием Стефана. В одномерной постановке задачи это сводится к следующему.

Область x , занятая изучаемым веществом, разбивается некоторой поверхностью x_b на две подобласти, занятые соответственно жидкой и твердой фазой данного вещества. В каждой из областей среды температура $T(x,t)$ удовлетворяет уравнению теплопроводности. Коэффициенты теплоемкости (c) и теплопроводности (k) берутся различными для твердой (s) и жидкой фаз (l). Предполагается, что на границе раздела фаз температура равна равновесной температуре плавления T_m :

$$T(x_b, t) = T_m, \quad (1)$$

а также выполняется условие Стефана:

$$\rho L v = \lim_{\substack{x \rightarrow x_b \\ T < T_m}} k_s \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x_b} - \lim_{\substack{x \rightarrow x_b \\ T > T_m}} k_l \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x_b}, \quad (2)$$

где ρ – плотность материала, L – скрытая удельная теплота плавления, $v = \partial x_b / \partial t$ – скорость перемещения границы фазового перехода.

Такая формулировка соответствует равновесной модели. При использовании неравновесных моделей предполагается, что фазовый переход происходит при температуре отличной от равновесной температуры плавления и скорость v связана некоторой функцией с переохлаждением (перегревом) на границе фазового перехода.

В равновесной постановке задачи при использовании схем сквозного счета [2] уравнение теплопроводности с учётом условий (1–2) записывается в виде:

$$\rho(T) c^*(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + Q(x, t), \quad (3)$$

где $c^*(x, T) = c(T) + L \delta(T - T_m)$, $\delta(T - T_m)$ – дельта-функция Дирака. Слагаемое $L \delta(T - T_m)$ является сосредоточенной теплоёмкостью на поверхности $T = T_m$ ($x = x_b$).

Для задачи (3) можно строить алгоритм сквозного счета по аналогии с задачами без фазовых переходов.

При переходе к разностной схеме дельта-функция Дирака заменяется дельта-образной функцией $\delta^*(T - T_m)$. В нашем случае использовалась функция вида:

$$\delta^*(T - T_m, \Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta}} \exp \left[-\frac{(T_m - T)^2}{2\Delta^2} \right], \quad (4)$$

в которой Δ – область определения дельта-образной функции, зависящая от градиента темпера-

туры, изменялась так, чтобы в неё попадало не менее трех счетных точек.

Функция $Q(x, t)$ описывает выделение тепла при поглощении лазерного излучения в образце. С учётом зависимости коэффициента поглощения α от температуры, координаты и фазового состояния вещества источник тепла может быть записан в виде:

$$Q(x, t) = \alpha(T(x))(1 - R) q(t) \exp \left\{ -\int_0^x \alpha(T(x')) dx' \right\}. \quad (5)$$

Здесь R – коэффициент отражения гетероструктуры, $q(t)$ – функция, описывающая временную форму лазерного импульса. При моделировании функция $q(t)$ для лазерного импульса длительностью τ_p с плотностью энергии в импульсе W определялась следующим образом:

$$q(t) = \frac{W}{\tau_p} \sin^2(\pi t / 2\tau_p). \quad (6)$$

В рассматриваемой задаче граничные и начальные условия можно определить в виде:

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad T|_{x=D} = T|_{t=0} = T_0, \quad (7)$$

В расчете учитывались температурные зависимости оптических и теплофизических параметров слоёв, а также зависимость их от фазового состояния. Уравнение теплопроводности решалось в конечных разностях методом прогонки по неявной разностной схеме. Для трёхслойной задачи кроме границы x_b добавляются границы слоёв, где параметры терпят разрыв, как в жидкой, так и в твердой фазах. Необходимо вводить сглаживание параметров на всех границах. Также требуется четкое определение дельта-образной функции на границе слоёв, особенно, когда температуры плавления слоёв сильно различаются. Результаты моделирования по температуре поверхности и глубине плавления приведены на рисунке 1. Видно, что температурная динамика существенно зависит от плотности энергии облучения W .

При $W < 0.4$ Дж/см² происходит нагрев трёхслойной гетероструктуры, причем максимальная температура поверхности меньше температуры плавления германия. При плотности энергии ~ 0.4 Дж/см² поверхностный слой нагревается до температуры плавления германия (1210 К) (рис.1,а), но поглощенной энергии ещё недостаточно, чтобы началось плавление. При плотности энергии $W = 0.8$ Дж/см² температура поверхности достигает температуры плавления германия и далее происходит фазовый переход твердый $Ge \leftrightarrow$ жидкий Ge . Пленка германия плавится на глубину почти 100 нм (рис.1,б), что меньше толщины германиевого слоя, жидкая фаза существует около 80

нс. При увеличении плотности энергии облучения до 1.4 Дж/см^2 максимальная температура поверхности возрастает до $\approx 1770 \text{ К}$, глубина плавления увеличивается до 320 нм , т. е. полностью плавится *Ge*, время существования расплава достигает 200 нс . Отметим, что на стадии отвердевания на графике температуры наблюдается плато ($T = 1210 \text{ К}$), в это время происходит обратный фазовый переход расплав \leftrightarrow кристалл. При дальнейшем увеличении плотности энергии характер зависимостей меняется.

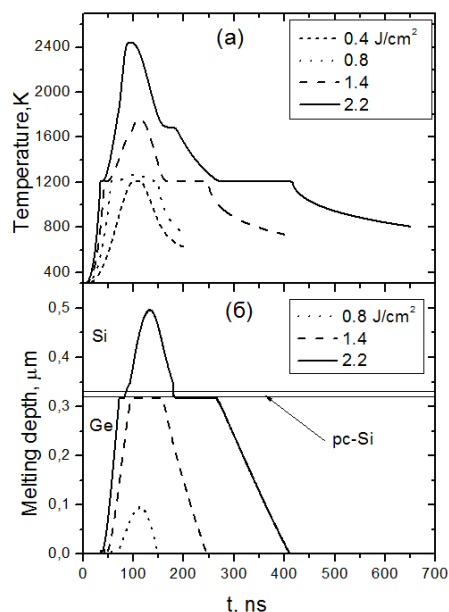


Рисунок 1 – Временные зависимости температуры поверхности и глубины проплавления гетероструктуры *Ge/pc-Si/c-Si* при облучении с указанными плотностями энергий

При плотностях энергии облучения $W \geq 2 \text{ Дж/см}^2$ температура поверхности значительно превышает температуру плавления *c-Si*. При $W = 2.2 \text{ Дж/см}^2$ максимальная температура поверхности $> 2400 \text{ К}$. Поглощенная энергия достаточна, чтобы сначала расплавился слой *Ge*, затем расплавился тонкий слой *pc-Ge* и начала плавиться *Si* подложка. На стадии остывания на температурной кривой наблюдается два плато. Первое плато возникает при температуре плавления монокристаллического *Si* (1685 К) и второе – при температуре плавления *Ge* (1210 К). Первое плато соответствует фазовому переходу расплав *Si* \leftrightarrow кристаллический *Si*. Далее идет остывание расплавленного слоя *Ge* до температуры кристаллизации. Второе плато – фазовый переход расплав *Ge* \leftrightarrow кристаллический *Ge*. Глубина плавления достигает 500 нм , что превышает толщины слоёв германия и поликристаллического кремния, время существования расплава составляет $\sim 370 \text{ нс}$.

Таким образом, в результате моделирования получены данные о температурной динамике, глубинах проплавления и последовательности фазовых переходов в трёхслойных гетероструктурах *Ge/pc-Si/c-Si* при облучении импульсами рубинового лазера. Результаты моделирования показали, что схемы сквозного счёта могут успешно применяться для описания лазерно-индуцированных процессов плавления и отвердевания для многослойных структур.

Литература

1. Harame, D.L. The revolution in SiGe: impact on device electronics / D.L. Harame [et al] // Applied Surface Science. – 2004. – Vol. 224. – P. 9–17.
2. Самарский, А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1977. – 656 с.

УДК 528.8

ОЦЕНКА ОСНОВНЫХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ИНФОРМАТИВНОСТИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ЗЕМЛИ ИЗ КОСМОСА

Романов Д.В.^{1,2}, Фёдорцев Р.В.¹

Белорусский национальный технический университет

Минск, Республика Беларусь

²ОАО «Пеленг»

Минск, Республика Беларусь

За последнее десятилетие достигнут значительный прогресс в разработке и запуске КА дистанционного зондирования Земли высокого разрешения, примерами которых являются КА GeoEye-1, WorldView-3, WorldView-4. В настоящее время спрос на данные высокого разрешения постоянно увеличивается. Для обеспечения потребителей данными высокого разрешения правительством США было отменено ограничение на пользование данными с разрешением от

$0,5 \text{ м}$. Однако доступ к изображениям с разрешением лучше $0,5 \text{ м}$ остается ограниченным.

В таблице 1 представлены функционирующие и планируемые к выводу на орбиту КА дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) высокого разрешения (до $0,5 \text{ м}$).

Один из основных показателей информативности оптико-электронной системы (ОЭС) дистанционного зондирования Земли из космоса является линейное разрешение на местности