

CZU: 539.21:538.913

DOI: <http://doi.org/10.5281/zenodo.5094816>**ФОНОННЫЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ НАНОСЛОЕВ***Александр КОЧЕМАСОВ, Юлия БОРИС, Надежда ЗИНЧЕНКО, Денис НИКА**Молдавский государственный университет***PHONON PROPERTIES OF SILICON NANOLAYERS**

Phonon properties of silicon nanolayers were studied using Born-von Karman lattice dynamics theory and Boltzmann transport equation with relaxation time approximation. It was shown that spatial confinement of phonons strongly influences the phonon energy spectrum as well as thermal conductivity. The influence of temperature and quality of external boundaries on thermal properties of silicon nanolayers was revealed.

**Keywords:** *silicon nanolayers, phonons, thermal conductivity.*

**PROPRIETĂȚILE FONONICE ALE NANOSTRATURILOR DE SILICIU**

Utilizând modelul Born – von Karman al dinamicii rețelei cristaline și ecuația cinetică a lui Boltzmann în aproximația timpului de relaxare au fost studiate proprietățile fononice ale nanostraturilor din siliciu. A fost arătat că „confinment”-ul spațial al fononilor în nanostraturi influențează puternic atât asupra spectrului energetic fononic, cât și asupra conductibilității termice. A fost evidențiată influența temperaturii și calității suprafețelor asupra proprietăților termoconductibile ale nanostraturilor din siliciu.

**Cuvinte-cheie:** *nanostraturi din siliciu, fononi, conductibilitate termică.*

**Введение**

Концепция фонона и его свойства впервые были введены Дебаем [1] в 1912 году. Фонон определяется как квант колебательной энергии кристаллической решетки. Фонон (или колебательная мода) рассматривается как квазичастица с энергией  $\hbar\omega_s$ , квазимоментом  $\hbar\vec{q}$  и поляризацией  $s$ . Набор колебательных мод с одинаковыми поляризациями образует *фононную ветвь*, благодаря чему  $s$  считается индексом фононной ветви. Фононная поляризация характеризуется отношением между направлением колебательного движения атома и распространением волны. Самые общие примеры поляризаций: продольная, когда атомы осциллируют в направлении распространения волны, и поперечные, где атомы осциллируют перпендикулярно направлению распространения волны. Зависимость частоты фонона от его волнового вектора называется *фононной дисперсией*  $\omega_s(\vec{q})$  – это фундаментальное соотношение в теории динамики кристаллов. Совокупность фононных дисперсионных кривых образуют *колебательный спектр* данного материала.

В кристаллических наноструктурах фононная дисперсия подвергается сильной модификации в сравнении с объемными кристаллами, что обусловлено пространственным ограничением фононов (фононный конфинмент), когда их длина свободного пробега становится сравнимой с характеристическими размерами наноструктуры (площадь сечения, длина, толщина) [2-9]. Квантование фононов имеет решающее значение для точного и прогнозирующего описания теплового транспорта в наноматериалах [5-10].

В последние десятилетия нанослои кремния широко используются в качестве основы CMOS (Complementary Metal-Oxide Semiconductor) электроники [11-12]. При постоянном уменьшении размеров электронных чипов, увеличении их рабочей частоты и соответствующем увеличении выделяемого тепла на единицу объема задача эффективного отвода тепловой энергии становится все более актуальной [13-14]. В данной статье представлены результаты теоретических исследований фононных и тепловых свойств кремниевых нанослоев в широком диапазоне толщин, температур и качества внешних поверхностей.

**Модель динамики кристаллической решетки Борна – Кармана**

Рассмотрим отдельный однородный кремниевый слой, схематический вид которого представлен на рис.1. Оси  $X$  и  $Y$  декартовой системы координат лежат в плоскости слоя, а ось  $Z$  перпендикулярна ему. Положим, что в плоскости  $XY$  слой имеет бесконечные размеры, а вдоль  $Z$  обладает нанометровой толщиной.



Рис.1. Схематическое изображение однородного Si слоя.

Главное отличие нанослоя от объемного материала заключается в отсутствии трансляционной симметрии вдоль  $Z$ . Атомы из разных монослоев трансляционно неэквивалентны и амплитуды атомных смещений являются функцией номера монослоя  $U(s)$ , где  $s$  нумерует монослои. В результате общее число уравнений движения для атомов определяется числом монослоев и равно  $3N$ , где  $N$  – число монослоев.

В гармоническом приближении в рамках динамической теории кристаллической решетки Борна – Кармана (ВвК) система уравнений движения атомов из монослоя  $s$  может быть представлена как:

$$m_s \omega^2 U_i(s, \vec{q}) = \sum_{j=x,y,z} \sum_{s'=1}^N D_{ij}(s, s', \vec{q}) U_j(s', \vec{q}) \quad i = x, y, z, \quad (1)$$

где  $s, s'$  – принимают значения от 1 до  $N$ ,  $m_s$  – масса атомов из монослоя  $s$ ,  $\omega$  – фононная частота,  $\vec{q}$  – волновой вектор фонона,  $U_i(s)$  –  $i$ -ый компонент амплитуды вектора смещения атомов  $s$ -го монослоя,  $D_{ij}$  – элемент динамической матрицы, заданный уравнением:

$$D_{ij}(s, s', \vec{q}) = \sum_{n'_s} \Phi_{ij}(n_s, n'_s) \exp(\mathbf{i}\vec{q} \times (\vec{r}(n'_s) - \vec{r}(n_s))), \quad (2)$$

где  $\vec{r}(n_s)$  – радиус-вектор атома  $n_s$  и  $\Phi(n_s, n'_s)$  – матрица силовых констант, описывающих взаимодействие пары атомов  $(n_s, n'_s)$ . Учитывалось взаимодействие в пределах двух ближайших координационных сфер, поэтому суммирование в уравнении (2) производится по всем атомам  $n'$  из двух ближайших сфер атома  $n$ . Индекс  $n$  здесь обозначает атом, условно лежащий в центре координационной сферы, относительно которого и записаны уравнения движения. Динамика решетки типа алмаза опи-

сывается двумя матрицами силовых констант вида:  $\Phi(n_s, n'_s) = - \begin{pmatrix} \alpha(n_s, n'_s) & \beta(n_s, n'_s) & \beta(n_s, n'_s) \\ \beta(n_s, n'_s) & \alpha(n_s, n'_s) & \beta(n_s, n'_s) \\ \beta(n_s, n'_s) & \beta(n_s, n'_s) & \alpha(n_s, n'_s) \end{pmatrix}$

для ближайшей сферы и  $\Phi(n_s, n'_s) = - \begin{pmatrix} \gamma(n_s, n'_s) & \gamma(n_s, n'_s) & 0 \\ \gamma(n_s, n'_s) & \gamma(n_s, n'_s) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$  для второй сферы. Таким образом,

наша модель ВвК для нанослоев содержит три независимые межатомные силовые константы  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ .

Решая уравнение (1) в длинноволновом пределе  $q \rightarrow 0$  и аппроксимируя частоту поперечных (ТО) и продольных (ЛО) оптических фононов как  $\omega_{LO, TO}(q=0) \approx 2\pi v_{L[100]}/a$ , где  $v_{L[100]} = \sqrt{c_{11}/\rho}$  – продольная скорость звука в кристаллографическом направлении  $[100]$ ,  $a$  – постоянная решетки и  $\rho$  – плотность, межатомные силовые константы можно выразить через независимые модули упругости объемного кристалла  $c_{11}$  и  $c_{44}$ :  $\alpha = a\pi^2 c_{11}/16$ ,  $\beta = \sqrt{\alpha(a(c_{11} - 2c_{44}) + \alpha)}/2$  и  $\gamma = (ac_{11} - \alpha)/8$ . Следовательно, предложенная модель ВвК не содержит каких-либо подгоночных параметров и позволяет моделировать фононные свойства различных материалов с кристаллической решеткой типа алмаза без дополнительных подгоночных процедур. Важным шагом в моделировании динамики решетки нанослоев является выбор граничных условий на внешних поверхностях. В данном случае

внешние поверхности считались свободными, то есть компоненты сил на поверхности равны нулю и, следовательно,  $\alpha = \beta = \gamma = 0$ .

### Энергетический спектр фононов и процессы рассеяния

Чтобы получить колебательный спектр, система уравнений движения (1) с динамической матрицей (2) были решены численно. Диагонализация динамической матрицы проводилась стандартными средствами библиотеки численных методов линейной алгебры LAPACK. Материальные параметры и межатомные силовые константы, использованные в расчетах, представлены в Таблице 1.

Таблица 1

### Материальные параметры и межатомные силовые константы, использованные в расчетах спектров энергии фононов в объемном кремнии и в кремниевых нанослоях

| $a$ (nm)    | $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> ) | $c_{11}$ (GPa) | $c_{44}$ (GPa) | $\alpha$ (N/m) | $\beta$ (N/m) | $\gamma$ (N/m) |
|-------------|-----------------------------|----------------|----------------|----------------|---------------|----------------|
| 0.5431 [15] | 2329.0 [15]                 | 166.0 [16]     | 79.6 [16]      | 55.6           | 40.6          | 4.3            |

На рис.2 показаны кривые фононной дисперсии в кристаллографическом направлении [100] в объемном кремнии.

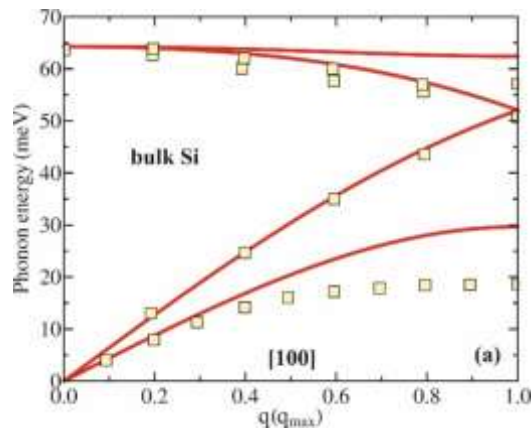


Рис.2. Колебательный спектр объемного Si. Квадратики обозначают экспериментальные значения из работы [17].

Из рис.2 видно, что развитая трехпараметрическая модель ВvК достаточно хорошо воспроизводит все особенности фононного спектра объемного кремния за исключением завышенных энергий ТА и ТО фононных ветвей для  $q > 0.5 \cdot q_{\max}$ , где  $q_{\max} = 11.57 \text{ nm}^{-1}$ . Это завышение может быть связано с тем, что в данной модели рассматривались межатомные взаимодействия только двух ближайших координационных сфер [18]. Поведение кривых фононной дисперсии в направлениях [110] и [111] аналогично.

На рис.3 представлены спектры энергии фононов для Si нанослоя толщиной  $d = 10 \text{ nm}$  в кристаллографическом направлении [100].

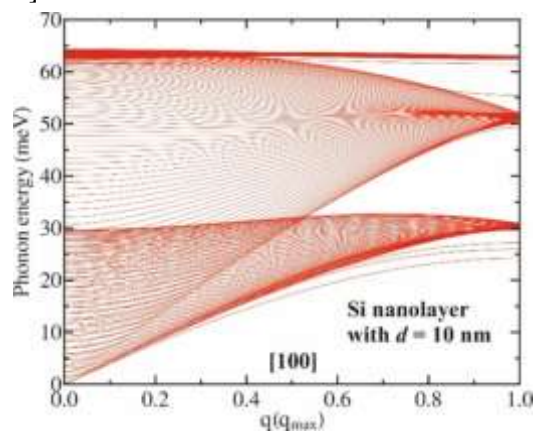


Рис.3. Колебательный спектр Si нанослоя 10 нм толщины.

Конфайнмент фононов вдоль оси  $Z$  приводит к появлению большого числа размерно-квантованных энергетических фононных уровней. Проводя аналогию с фононным спектром объемного кремния, в спектрах кремниевых нанослоев можно различить три пучка фононных ветвей: ветви ТА-типа, LA-типа и ТО(LO)-типа. Однако, в отличие от объемного кристалла, где все атомные колебания четко разграничены на поперечные/продольные и акустические/оптические, в нанослоях появляются гибридные поперечно-продольные и акусто-оптические колебания.

Важным вопросом динамики решетки являются процессы фононного рассеяния. Основной величиной, характеризующей эти процессы, является время жизни фонона, т.е. время между двумя последовательными актами рассеяния. В кремниевых нанослоях были рассмотрены два механизма фононного рассеяния: Umklapp фонон-фононное рассеяние (U-процессы) и рассеяние фононов на внешних поверхностях. Общее время жизни фонона с волновым вектором  $\vec{q}$  из  $s$ -того энергетического уровня было рассчитано согласно правилу Маттиссена:

$$\tau_{tot,s}^{-1}(q) = \left( \tau_{U,s}^{-1}(q) + \tau_{b,s}^{-1}(q) \right)^{-1}, \quad (3)$$

– где  $\tau_{U,s}(q)$  и  $\tau_{b,s}(q)$  – времена жизни фонона в U-процессах и в рассеянии на поверхностях, соответственно. Для оценки времени жизни фононов в U-процессах была использована следующая модельная формула из работы [19]:

$$\tau_{U,s}^{-1}(q) = B(\omega_s(q))^2 T \exp(-C/T), \quad (4)$$

Согласно [19], такой вид времени жизни фонона в U-процессах обеспечивает адекватную температурную зависимость теплопроводности как при высоких, так и при низких температурах. Параметры  $B$  и  $C$  подгоняются под экспериментальные значения теплопроводности объемного кремния [20].

Рассеяние фононов на внешних границах нанослоя моделировалось феноменологической формулой, впервые введенной Займаном для плоских поверхностей с небольшими шероховатостями [21]:

$$\tau_{b,s}^{-1}(q) = \frac{1-p(q)}{1+p(q)} \frac{|v_s(q)|}{d}. \quad (5)$$

В уравнении (5) подразумевается, что  $p$ -ая часть фононов отражается зеркально от внешних поверхностей, тогда как все остальные фононы рассеиваются диффузно, то есть однородно во всех направлениях, независимо от начального направления фонона до соударения с поверхностью. В этом контексте параметр  $p$  характеризует степень шероховатости (несовершенства) внешних поверхностей нанослоя, а именно, значения  $p$ , близкие к 1, соответствуют гладким поверхностям, в то время как  $p$ , близкие к 0, соответствуют сильно шероховатым поверхностям. Более того, ясно, что параметр шероховатости  $p$  должен зависеть как от длины волны падающего фонона, так и от профиля поверхности. Одна и та же поверхность может быть шероховатой для коротких волн и гладкой для длинных. В предположении о гауссовом распределении шероховатостей по высоте [21-23] параметр  $p$  определяется следующим выражением:  $p(q) = \exp(-2\pi q^2 \delta^2)$ , где  $\delta$  – средняя высота шероховатости поверхности.

Из данной зависимости следует, что когда средняя высота шероховатости поверхности намного больше длины волны падающего фонона, то рассеяние оказывается существенным, и фонон «чувствует» даже самые незначительные несовершенства поверхности. В этом случае параметр  $p$  близок к 0. В случае, когда длина волны фонона намного больше  $\delta$ , поверхностные детали едва различимы для таких волн, и рассеяние будет происходить почти зеркально с  $p$ , близким к 1.

Важно проанализировать механизмы рассеяния фононов, определяемые уравнениями (4) и (5), через их относительное влияние на теплопроводность нанослоев для различных температур, частот и групповых скоростей фононов. Рассмотрим температурную зависимость. Согласно уравнению (4), при низких температурах время жизни фононов в U-процессах велико ( $\tau_U \rightarrow \infty$ , при  $T \rightarrow 0$ ), а время жизни фононов при поверхностном рассеянии не зависит от температуры и одинаково во всем температурном интервале. В соответствии с правилом Маттиссена (3), общее время жизни фононов  $\tau_{tot}$  ограничено наименьшим из составляющих времен жизни, т.е. при низких температурах – временем рассеяния фононов на поверхности  $\tau_b$ . Таким образом, в области низких температур

доминирующим механизмом рассеяния фононов в нанослоях является рассеяние на внешних поверхностях. При повышении температуры, интенсивность Umklapp рассеяния растет, и при высоких температурах, согласно (4), масштабируется как  $\frac{1}{\tau_U} \sim T$ . Поэтому в области высоких температур доминирующим механизмом рассеяния фононов, ограничивающим теплопроводность нанослоев, являются U-процессы.

Далее рассмотрим зависимость времени жизни фононов от их частоты и групповой скорости. Согласно уравнению (4),  $\tau_U$  обратно пропорционально квадрату частоты, в то время как  $\tau_b$  не зависит от частоты и обратно пропорционально групповой скорости. В результате низкочастотные высокоскоростные акустические фононы практически не участвуют в U-процессах и в основном рассеиваются на внешних границах нанослоя. В высокочастотном диапазоне наблюдается противоположная картина: время жизни фононов ограничено U-процессами как  $\tau_{tot} \sim \tau_U \sim \frac{1}{\omega^2}$ , что обусловлено их слабым поверхностным рассеянием из-за низкой групповой скорости (см. рис.3, где для высокочастотных фононов характерна практически нулевая дисперсия).

#### Фононная теплопроводность

Микроскопическое определение теплового потока представляет собой сумму вкладов всех фононов с энергией  $\hbar\omega_s(\vec{q})$ , групповой скоростью  $\vec{v}_s(\vec{q})$  и неравновесной функцией распределения  $n_s(\vec{q})$  [24]:

$$\vec{\theta} = \sum_{s,\vec{q}} \hbar\omega_s(\vec{q})\vec{v}_s(\vec{q})n_s(\vec{q}), \quad (6)$$

где  $s$  – нумерует фононные ветви,  $\vec{q}$  – волновой вектор фонона.

Согласно кинетическому уравнению Больцмана в приближении времени релаксации, неравновесная функция распределения определяется соотношением [24]:

$$n_s(\vec{q}) = -(\vec{\nabla}T, \vec{v}_s(\vec{q}))\tau_{tot,s}(\vec{q})\frac{\partial N_s(\vec{q})}{\partial T}. \quad (7)$$

Знак “–“ в правой стороне уравнения (7) показывает, что тепловой поток направлен против вектора градиента температуры  $\vec{\nabla}T$ , то есть в сторону убывания температуры. В уравнении (7)  $N_s(\vec{q}) = \frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega_s(\vec{q})}{k_B T}) - 1}$  – равновесная функция распределения Бозе – Эйнштейна,  $\tau_{tot,s}(\vec{q})$  – полное время жизни фонона, определяемое уравнениями (3)-(5). Подставляя уравнение (7) в (6), получим для фононного теплового потока:

$$\vec{\theta} = -\sum_{s,\vec{q}} \hbar\omega_s(\vec{q})\vec{v}_s(\vec{q})(\vec{\nabla}T, \vec{v}_s(\vec{q}))\tau_{tot,s}(\vec{q})\frac{\partial N_s(\vec{q})}{\partial T}. \quad (8)$$

Из сравнения выражения (8) с феноменологическим определением теплопроводности (закон Фурье)  $\vec{\theta} = -\kappa \vec{\nabla}T$  получим следующее выражение для теплопроводности вдоль оси  $X$  [24]:

$$\kappa = \sum_{s,\vec{q}} \hbar\omega_s(\vec{q})(v_s(\vec{q}))^2 (\cos\varphi)^2 \tau_s(\vec{q}) \frac{\partial N_s(\vec{q})}{\partial T}, \quad (9)$$

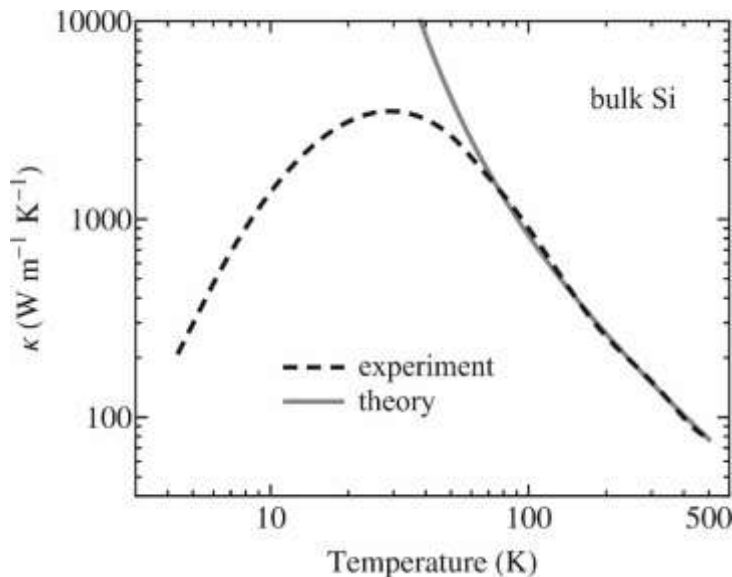
где  $\varphi$  – угол между  $\vec{q}$  и осью  $X$ .

Коэффициент фононной теплопроводности  $\kappa_{ph}$  связан с теплопроводностью Фурье  $\kappa$  простым соотношением:  $\kappa_{ph} = \frac{\kappa}{V}$ , где  $V$  – объем нанослоя. С учетом двумерной фононной плотности состояний в нанослое в уравнении (9) можно заменить суммирование по  $\vec{q}$  на интегрирование по известному

правилу:  $\sum_{\vec{q}} \rightarrow \frac{S}{(2\pi)^2} \iint dq_x dq_y$ , где  $S$  – площадь поперечного сечения наносля ( $S = \frac{V}{d}$ ,  $d$  – толщина наносля). Далее от двумерного интегрирования можно перейти к одномерному в приближении изотропной фоновой дисперсии в плоскости  $XY$  и перейдя к полярным координатам:  $\iint dq_x dq_y = \int_0^{q_{\max}} q dq \int_0^{2\pi} d\varphi$ . Таким образом, коэффициент фоновой теплопроводности вдоль наносля дается следующим выражением [24, 25]:

$$\kappa_{ph} = \frac{1}{4\pi k_B T^2 d} \sum_s \int_0^{q_{\max}} (h\omega_s(q))^2 (v_s(q))^2 \tau_{tot,s}(q) \frac{\exp(\frac{h\omega_s(q)}{k_B T})}{(\exp(\frac{h\omega_s(q)}{k_B T}) - 1)^2} q dq. \quad (10)$$

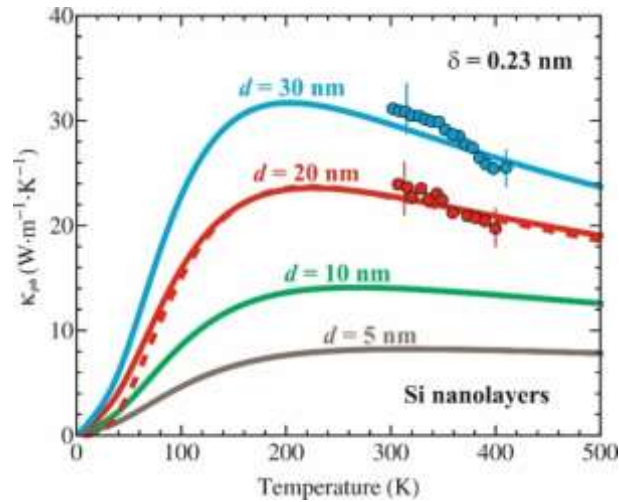
На рис.4 приводится сравнение экспериментальной [20] (черная пунктирная кривая) и рассчитанной (серая кривая) температурной зависимостей теплопроводности объемного кремния. В расчете были учтены только U-процессы рассеяния, т.к. в объемном кремнии вклад рассеяния от внешних поверхностей пренебрежимо мал.



**Рис.4.** Экспериментальная [20] (черная пунктирная кривая) и рассчитанная (серая кривая) температурная зависимость теплопроводности объемного кремния.

В рассматриваемом температурном интервале предложенная модель ВvК с параметрами Umklapp рассеяния  $B = 1.76 \times 10^{-19}$  с/К и  $C = 137.39$  К позволяет получить хорошее согласие между теоретической и экспериментальной теплопроводностью в области средних и высоких температур даже с завышенными энергиями ТА и ТО фононов для  $q > 0.5q_{\max}$ , поскольку эти фононы слабо участвуют в тепловом переносе, по причине малых групповых скоростей и сильного Umklapp рассеяния. При температурах  $T < 80$  К экспериментальная теплопроводность уменьшается с понижением температуры из-за «вымораживания» U-процессов и растущего влияния рассеяния фононов на дефектах решетки. Механизмы рассеяния фононов на дефектах решетки не были учтены в данном исследовании, поэтому различие между теоретическими и экспериментальными результатами усиливается с понижением температуры.

На рис.5 приведена температурная зависимость фоновой теплопроводности в нанослях кремния с  $d = 5, 10, 20$  и  $30$  нм.



**Рис.5.** Температурная зависимость фоновой теплопроводности нанослоев кремния различной толщины при средней высоте шероховатости поверхностей  $\delta = 0.23$  нм. Красная пунктирная линия получена при постоянном значении параметра шероховатости  $p = 0.08$ . Точки – экспериментальные данные из работы [26].

В расчетах теплопроводности для нанослоев кремния использовались те же параметры Umklapp рассеяния, что и для объемного кремния. Следует отметить резкое падение теплопроводности по сравнению с объемным случаем, что объясняется размерно-квантованным эффектом, уменьшением средней групповой скорости фононов и дополнительным рассеянием фононов на внешних поверхностях нанослоев. При комнатной температуре наблюдается падение в 5-20 раз в зависимости от толщины нанослоя. Хорошее согласие с экспериментальными данными было достигнуто для нанослоев толщиной 20 и 30 нм при средней высоте шероховатости 0.23 нм. С уменьшением толщины нанослоя максимум кривой теплопроводности смещается в сторону более высоких температур, от  $T \sim 130$  К для слоя толщиной 30 нм до  $T \sim 320$  К для слоя толщиной 5 нм. Такое поведение имеет простое объяснение: положение максимума теплопроводности отделяет низкотемпературную область, где основным механизмом рассеяния является поверхностное рассеяние, от высокотемпературной области, где преобладают U-процессы. В более тонком нанослое поверхностное рассеяние сильнее по сравнению с более толстым нанослоем (т.к.  $\tau_b \sim d$ ) и, соответственно, доминирует до более высоких температур, поэтому положение максимума теплопроводности на кривых температурной зависимости сдвигается вправо. На рис.5 также показана теплопроводность слоя кремния толщиной 20 нм, рассчитанная с использованием независимого от длины волны фонона параметра шероховатости  $p = 0.08$  (красная пунктирная линия). Результаты показывают, что основное различие между двумя подходами с  $p(q)$  и  $p = \text{const}$  проявляется при низких температурах. Следует отметить, что неучтенное в данном исследовании рассеяние фононов на дефектах решетки, таких как точечные дефекты и дислокации, в реальных наноразмерных слоях могли бы устранить различие между подходами с  $p(q)$  и  $p = \text{const}$ .

### Выводы

Используя модель динамики решетки Борна – Кармана и кинетическое уравнение Больцмана в приближении времени релаксации, в работе исследованы фоновые свойства кремниевых нанослоев. Показано, что пространственный конфайнмент фононов в нанослоях сильно влияет как на фоновый энергетический спектр, так и на теплопроводность. Выявлено влияние температуры и качества внешних поверхностей на тепловые свойства кремниевых нанослоев различной толщины.

### Литература:

1. DEBYE, P. The theory of specific warmth. In: *Annalen Der Physik*, 1912, 39(14), p.789-839.
2. BALANDIN, A., WANG, K. L. Significant decrease of the lattice thermal conductivity due to phonon confinement in a free-standing semiconductor quantum well. In: *Physical Review B.*, 1998, 58, p.1544-1549.
3. BALANDIN, A.A., POKATILOV, E.P., NIKA, D.L. Phonon engineering in hetero-and nanostructures. In: *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, 2007, 2, p.140-170.
4. BALANDIN, A.A. Thermal properties of graphene and nanostructured carbon materials. In: *Nature Materials*, 2001, 10, p.569-581.

5. MINGO, N. Calculation of Si nanowire thermal conductivity using complete phonon dispersion relations. In: *Physical Review B*, 2003, 68, p.113308.
6. GHOSH, S. et al. Dimensional crossover of thermal transport in few-layer graphene. In: *Nature Materials*, 2010, 9, p.555-558.
7. NIKA, D.L., POKATILOV, E.P., BALANDIN, A.A. Phonon-engineered mobility enhancement in the acoustically mismatched silicon/diamond transistor channels. In: *Applied Physics Letters*, 2008, 93, p.173111.
8. POKATILOV, E.P., NIKA, D.L., BALANDIN, A.A. Electron mobility enhancement in AlN/GaN/AlN heterostructures with InGaN nanogrooves. In: *Applied Physics Letters*, 2006, 89, p.112110.
9. POKATILOV, E. P., NIKA, D. L., BALANDIN, A. A. Built-in field effect on the electron mobility in AlN/GaN/AlN quantum wells. In: *Applied Physics Letters*, 2006, 89, p.113508.
10. NIKA, D. L. et al. Charge-carrier states and light absorption in ordered quantum dot superlattices. In: *Physical Review B*, 2007, 76, p.125417.
11. VENEMA, L. Silicon electronics and beyond. In: *Nature*, 2011, vol. 479, p.309.
12. ZHANG, P. et al. Electronic transport in nanometre-scale silicon-on-insulator membranes. In: *Nature*, 2006, 439, p.703-706.
13. POKATILOV, E.P. A special issue on electron and phonon properties of nanostructures. In: *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, 2009, 4, p.1-2.
14. COCEMASOV, A., NIKA, D. Phonons and phonon thermal conductivity in silicon nanolayers. In: *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, 2012, 7, p.370-375.
15. Electronic archive. New semiconductor materials, characteristics and properties. Ioffe Physico-Technical Institute. [Дата обращения: 18.10.2019] Доступно: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/Si/basic.html>.
16. Electronic archive. New semiconductor materials, characteristics and properties. Ioffe Physico-Technical Institute. [Дата обращения: 18.10.2019] Доступно: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/Si/mechanic.html>.
17. GIANOZZI, P. et al. Ab initio calculation of phonon dispersions in semiconductors. In: *Physical Review B*, 1991, 43, p.7231-7242.
18. PATEL, C., SHERMAN, W., WILKINSON, G. Reinvestigation of the lattice dynamics of diamond on the basis of a Born-von Karman model. In: *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 1984, 17, p.6063-6070.
19. MINGO, N. et al. Predicting the thermal conductivity of Si and Ge nanowires. In: *Nano Letters*, 2003, 3, p.1713-1716.
20. GLASSBRENNER, C., SLACK, G. Thermal conductivity of silicon and germanium from 3°K to the melting point. In: *Physical Review*, 1964, 134, p.A1058-A1069.
21. ZIMAN, J. *Electrons and Phonons: The Theory of Transport Phenomena in Solids*. New York: Oxford University Press, 1960, p.554.
22. SOFFER, S. Statistical model for the size effect in electrical conduction. In: *Journal of Applied Physics*, 1967, vol.38, p.1710-1715.
23. AKSAMIJA, Z., KNEZEVIC, I. Anisotropy and boundary scattering in the lattice thermal conductivity of silicon nanomembranes. In: *Physical Review B*, 2010, vol.82, p.045319.
24. NIKA, D. et al. Phonon thermal conduction in graphene: Role of Umklapp and edge roughness scattering. In: *Physical Review B*, 2009, vol.79, p.155413.
25. NIKA, D. et al. Reduction of lattice thermal conductivity in one-dimensional quantum-dot superlattices due to phonon filtering. In: *Physical Review B*, 2011, vol.84, p.165415.
26. LIU, W., ASHEGHI, M. Thermal conduction in ultrathin pure and doped single-crystal silicon layers at high temperatures. In: *Journal of Applied Physics*, 2005, vol.98, p.123523.

**Примечание:** Исследовательская работа выполнена в рамках проекта 20.80009.5007.12 (Program de Stat 2020-2023).

**Данные об авторах:**

**Александр КОЧЕМАСОВ**, старший научный сотрудник, лаборатория Физика и инженерия наноматериалов им. Е.Покатилова, факультет физики и инженерии, Молдавский государственный университет.

**ORCID:** 0000-0001-9963-3817

**Юлия БОРИС**, старший научный сотрудник, лаборатория Физика и инженерия наноматериалов им. Е.Покатилова, факультет физики и инженерии, Молдавский государственный университет.

**ORCID:** 0000-0002-3973-9051

**Надежда ЗИНЧЕНКО**, старший научный сотрудник, лаборатория Физика и инженерия наноматериалов им. Е.Покатилова, факультет физики и инженерии, Молдавский государственный университет.

**ORCID:** 0000-0003-2574-0091

**Денис НИКА**, ведущий научный сотрудник, лаборатория Физика и инженерия наноматериалов им. Е.Покатилова, факультет физики и инженерии, Молдавский государственный университет.

**E-mail:** dlnika@yahoo.com

**ORCID:** 0000-0002-3082-3118

Prezentat la 15.02.2021