

Тагаев Марат Баймуратович

Доктор технических наук, профессор

Абдреймов Али Абдикаримович

Кафедра «Физика»

Каракалпакский государственный университет имени Бердаха

Республика Узбекистан

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОВ ТЕПЛА В КРЕМНИЕВЫХ МОП- ТРАНЗИСТОРАХ

Аннотация

В статье предложена методика определения распределения тепла, позволяющая с высокой надежностью оценивать этот ключевой параметр на основе данных исследования теплопереноса поперек нанопленки в баллистическом режиме. Рассмотрены взаимосвязь тепловых характеристик с параметрами токовых шин и их роль в диагностике надежности полупроводниковых транзисторов, функционирующих в условиях рассеяния фононов на границе раздела. Представленные результаты имеют практическое значение для разработки методов повышения надежности и эффективности современных полупроводниковых устройств.

Ключевые слова: баллистический перенос тепла, фононного теплопереноса, квантовых проволок, распределение температуры, нагрев прибора.

Tagaev Marat

Doctor of Engineering Sciences, Professor

Abdreymov Ali

Department of Physics

Karakalpak State University named after Berdakh

Republic of Uzbekistan

RESEARCH OF HEAT FLUXES IN SILICON MOSFET TRANSISTORS

Abstract

The article proposes a method for determining heat distribution, which allows for a highly reliable assessment of this key parameter based on data from a study of heat transfer across a nanofilm in a ballistic mode. The relationship between thermal characteristics and parameters of current cords and their role in diagnosing the reliability of semiconductor transistors operating under conditions of phonon scattering at the interface are considered. The presented results are of practical importance for developing methods for increasing the reliability and efficiency of modern semiconductor devices.

Key words: *ballistic heat transfer, phonon heat transfer, quantum wires, temperature distribution, device heating.*

В последнее время предпринимаются попытки создания термоэлектрических преобразовательных элементов с высоким показателем эффективности путем избирательного снижения теплопроводности при сохранении электропроводности с использованием наноструктур. В частности, реализация высокотермоэлектрических материалов с использованием кремниевых (Si) квантовых проволок [1,2] является одной из областей, привлекающих наибольшее внимание с точки зрения совместимости с интегральными схемами. Например, создав его на кристалле, его можно использовать для охлаждения Пельтье и отвода тепла, выделяемого схемами.

Сообщалось о многих детальных исследованиях влияния эффектов короткого канала на вольт-амперные характеристики вновь структурированных МОП-транзисторов [3-5]. С другой стороны, текущая ситуация такова, что свойств теплопроводности проведено мало. Поскольку напрямую измерить распределение температуры в таких структурах наноустройств очень сложно, особенно важно моделирование распространения тепла, которое точно предсказывает характеристики теплопроводности устройств. методы анализа характеристик теплопроводности в приборных конструкциях в основном основывались на уравнениях теплопроводности и моделях тепловых цепей [6–7]. Они основаны на фундаментальном законе теплопроводности, называемом

законом Фурье, который предполагает, что при наличии разницы температур внутри объекта поток тепла, передаваемый из области с высокой температурой в область с низкой температурой, пропорционален градиенту температуры при этом месте.

В частности, в новейших устройствах с новыми структурами, такими как UTB-MOSFET и FinFET, мы стремимся к миниатюризации длин затворов 20 нм или меньше, поэтому важно использовать высокоточные значения к при прогнозировании эффектов самовоздействия.

FinFET – это транзисторы, выполненные по определенной технологии. Будучи транзистором, он может выполнять функции как усилителя, так и ключа. По Fin-технологии изготавливаются микрочипы, используемые в домашних компьютерах, ноутбуках, планшетах, смартфонах, различных носимых устройствах, сетевых устройствах, автомобильной промышленности, а также во многих других. В основе конструкции транзистора лежит кремниевое ребро, которое образует основу его корпуса. Поэтому своё название - Fin (англ. ребро, плавник) технология получила как раз из-за формы. Управление проводимостью канала осуществляется электрическим полем, поэтому FinFET транзисторы также являются полевыми. Из-за своей конструкции планарные МОП-транзисторы демонстрируют различные нежелательные эффекты короткого канала. Так, например, уменьшение длины затвора (LGATE) ниже 90 нм приводит к значительному росту тока утечки, а при достижении 28 нм утечка является чрезмерной настолько, что делает транзистор бесполезным. Таким образом, основной задачей, при уменьшении длины затвора между полупроводниками, является снижение тока утечки в запертом состоянии. Благодаря своему объемному исполнению FinFET устройства имеют хорошие характеристики при коротком канале. Также, по сравнению с классическими MOSFET элементами, они имеют значительно меньшее время переключения и более высокую плотность тока. Конструктивно Fin-ячейки имеют узкий вертикальный токопроводящий канал. Его размеры сопоставимы с длиной волны де Бройля, что создает размерный эффект, а также вызывает квантование

энергии носителей заряда (электронов). Поэтому при их конструировании требуется учитывать не только линейные размеры канала, но и их соотношение. Планарная конструкция MOSFET не позволила масштабироваться бесконечно, столкнувшись с серьезными проблемами в нанометровом пространстве. Так, при длине затвора менее 30 нм оксид под ним уже не справляется с изолированием и возникают проблемы с управлением каналом. Даже при использовании под затвором идеального диэлектрика с нулевой толщиной управление будет возможно только в области непосредственно под самим затвором. При этом током утечки управлять уже будет невозможно, поскольку он находится слишком на большом расстоянии от затвора. Всё это ведет к значительному росту выходного тока, а также ухудшению подпорогового размаха и затруднению выключения транзистора.

Однако, как показано на рис 2, сообщения об измеренном значении κ в тонких пленках Si [12–13] ограничены областью $l_{si} > 20$ нм, а сообщений о свойствах теплопроводности в ультратонких пленках мало. область пленки, используемая в наноустройствах. Реальность такова, что еще много неизвестного.

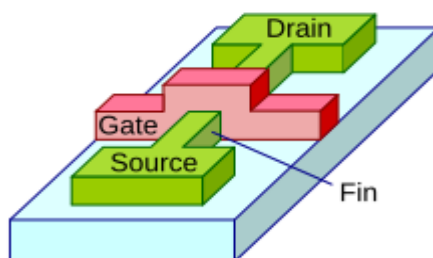


Рисунок-1 Устройство FinFET с двойным затвором

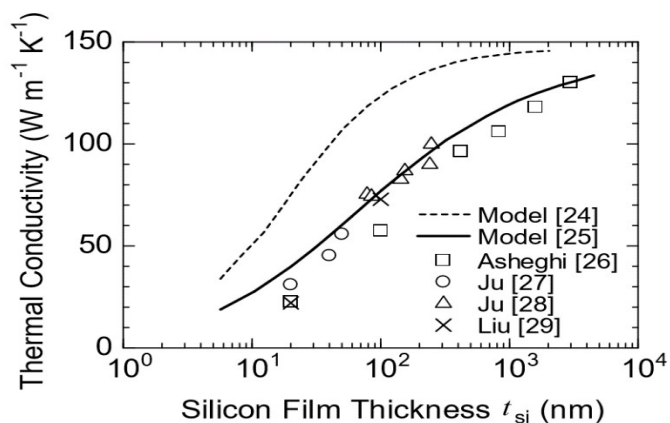


Рисунок 2: Сравнение модельной формулы теплопроводности k в тонкой пленке Si [8,9] и экспериментальных значений [10–11]. l_{Si} — толщина пленки кремниевого полупроводника.

Уменьшение k по мере уменьшения размера системы обусловлено эффектом так называемого рассеяния на границе фононов, при котором фононы сталкиваются с границей раздела, становясь все более очевидными. Исследования рассеяния фононов на границе раздела — слабо развитая область, многие аспекты которой остаются неясными. На данный момент мы разработали модель акустического несоответствия [14], которая использует эквивалент отражения в соответствии с законом Снелла для рассеяния фононов на границе раздела, и модель диффузионного несоответствия [15], которая эмпирически рассматривает диффузионные интерфейсы, игнорируя при этом направленность фононов. Было предложено несколько моделей, все они являются феноменологическими моделями и далеки от фундаментального понимания механизма межфазного рассеяния.

Преломление тепловой волн это изменение направления волны, возникающее на границе двух сред, через которые этот тепловой волна проходит, или в одной среде, но с меняющимися свойствами, в которой скорость распространения волны неодинакова.

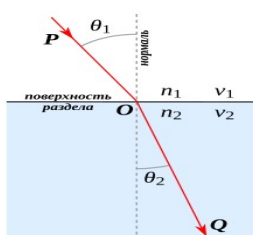


Рисунок-3 Преломление фононов на границе раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 (на рисунке $n_1 < n_2$)

Феномен преломления объясняется законами сохранения энергии и сохранения импульса. При изменении *передающей среды* изменяется скорость волны, а её частота остаётся такой же. В общем случае эффект преломления описывается законом Снеллиуса (Снелла).

Чтобы выполнить термический анализ, описанный выше, в масштабе практического устройства, это исследование было сосредоточено на методе расчета, который обеспечивает высокоточный анализ распространения тепла.

Анализ переноса фононов с использованием уравнения переноса Больцмана не требует такой большой вычислительной нагрузки, как метод молекулярной динамики, поэтому легко расширить целевую структуру до реалистичного масштаба, а также можно проанализировать различные физические механизмы, связанные с движением фононов. Поскольку его легко внедрить, можно легко повысить точность анализа. Таким образом, можно сказать, что это метод анализа распространения тепла, который имеет большие надежды на практичность из-за баланса точности и масштабируемости. Метод Монте-Карло (МК) — это метод прямого решения уравнения переноса Больцмана. Например, чтобы узнать методом Монте-Карло, какое в среднем будет расстояние между двумя случайными точками в круге, нужно взять координаты большого числа случайных пар точек в границах заданной окружности, для каждой пары вычислить расстояние, а потом для них посчитать среднее арифметическое.

В определенный интервал времени физические величины частиц, такие как направление движения, время путешествия, энергия и т. д., определяются и назначаются с использованием случайных чисел в соответствии с желаемой функцией распределения вероятностей. Более того, повторяя этот процесс, можно отслеживать случайное поведение частиц с течением времени. Таким образом, транспортные характеристики могут быть рассчитаны на основе статистических средних значений. Интерес к характеристикам распространения тепла в наноразмерных устройствах возрастает по мере того, как устройства становятся меньше, и ожидается, что в будущем их полезность увеличится.

В моделировании МК фононы моделировались как частицы, а транспортные характеристики анализировались путем отслеживания броуновского движения группы. В данной работе мы предполагаем, что все частицы МК несут одинаковую тепловую энергию E^* . Тогда число частиц МК N^* равно

$$N^* = \frac{U}{E^*} \quad (1)$$

Это выражается следующим образом. Здесь U — полная энергия фононов, включенная в систему моделирования, а с использованием DOS:

$$U = V \sum_p \int d\omega \hbar \omega D_p(\omega) n(\omega) \quad (2)$$

Оно дается следующим образом. Здесь V — объем моделирующей системы. Каждой частице МК была дана информация о векторе направления u , который представляет направление движения фонона, и о состоянии фонона, то есть ω , p и положении r . В данном исследовании направление движения u в начальном состоянии определялось из следующего уравнения, предполагающего, что кристалл ведет себя изотропно, без учета анизотропии кристалла (см. рисунок 4(б)).

$$u = (\sin\theta \cos\phi, \sin\theta \sin\phi, \cos\theta) \quad (3)$$

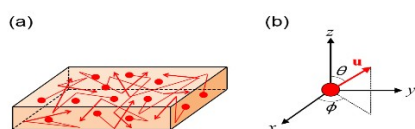


Рисунок 4: (а) Концептуальная схема моделирования фононного МК. Кружочки — это МК-частицы, каждая из которых представляет $W(\omega)$ -фононы. (б) Определение направления движения u частицы МК в исходном состоянии. Оно определялось с помощью уравнения (3).

Здесь $\sin\theta = R_1$, $\cos\theta = 2R_1 - 1$, $\phi = 2\pi R_2$, а R_1 и R_2 — равномерные случайные числа в $[0,1]$. Энергия E^* одной частицы МК не обязательно должна быть равна фактической энергии фонона $\hbar\omega$, она считается виртуальной частицей, представляющей собой комбинацию нескольких фононов; Число фононов, существующих в кристалле, огромно, и добиться однозначного соответствия между фононами и МК-частицами нереально, поскольку это требует большой вычислительной нагрузки. Поэтому, предположив, что одна частица МК таким образом представляет собой совокупность нескольких фононов, мы значительно снизили вычислительную нагрузку. Число фононов в каждой частице МК выражается с помощью следующей весовой функции.

$$W(\omega) = \frac{E^i}{\hbar \omega} \quad (4)$$

Определив весовую функцию, которая обратно пропорциональна частоте фононов ω , как показано в этом уравнении, энергию всех частиц МК можно установить на постоянное значение E^* . Кроме того, в предыдущих отчетах по моделированию фононных МК [2,6–17] веса рассматривались как постоянные значения, но причина определения выше упомянутых весовых функций в этом исследовании.

Важную роль играет рассеяние на границах. По мере роста температуры все больше продуцируется коротковолновых фононов (большие значения q). Возрастает роль рассеяния таких фононов на дефектах.

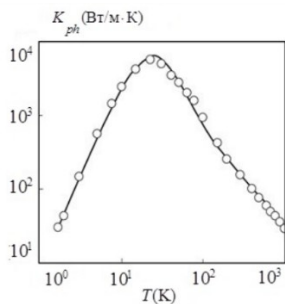


Рисунок 5 – Температурная зависимость решеточной теплопроводности кремния: экспериментальные точки по [17], расчетная кривая по [16].

По мере приближения температуры к дебаевской заселяются все фононные моды и дальнейшее увеличение температуры уже не увеличивает числа мод. Более того, высокие температуры порождают U-процессы рассеяния и теплопроводность начинает падать.

Первое отличие касается ширины зон. В случае электронов ширина зон намного превышает kT и при комнатной температуре заселены лишь уровни вблизи дна зоны проводимости. Ширина фононных дисперсий всего лишь порядка kT и при комнатной температуре все акустические моды в пределах всей зоны Бриллюэна практически заселены. В результате дебаевская модель для акустических мод далеко не столь успешно работает по сравнению с широкой применимостью параболической дисперсии для электронов.

Второе существенное различие связано с тем, что в случае электронов заселенность мод проводимости, контролируемая фермиевским окном проводимости, зависит не только от температуры, как это имеет место в случае

фононов, но и от положения уровня Ферми. Именно по этой причине электронная проводимость различных материалов может изменяться в очень широких пределах, тогда как теплопроводность изменяется в очень узких пределах всего на несколько порядков.

Таким образом, предложенная методика определения распределения тепла позволяет достаточно надежно определить этот ключевой параметр по данным исследования переноса тепла поперёк наноплёнки в баллистическом режиме и, соответственно, параметры токовых шнуров, что играет большую роль в диагностики надежности полупроводниковых транзисторов, работающих в режиме рассеяния фононов на границе раздела.

Литература:

1. Callaway J. Model for lattice thermal conductivity at low temperatures. Phys. Rev, 1959, vol. 11, no. 4, pp. 1046– 1051.
2. Holland M. G. Analysis of lattice thermal conductivity. Phys. Rev, 1963, vol. 132, no. 6, pp. 2461–2471.
3. Jeong C., Datta S., Lundstrom M. Thermal Conductivity of Bulk and Thin-Film Silicon: A Landauer Approach. J. Appl. Phys, 2012, vol. 111, p. 093708.
4. Gang Chen. Nanoscale Energy Transport and Conversion: A Parallel Treatment of Electrons, Molecules, Phonons, and Photons. New York: Oxford University Press: 2005, p. 560.
5. Займан Дж. Электроны и фононы. Теория явлений переноса в твердых телах. М.: ИИЛ, 1962. 488 с.
6. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Высшая школа, 1974. 478 с.
7. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 789 с.
8. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела, тома 1 и 2. М.: Мир, 1979.
9. Mohr M., Maultzsch J., Dobardžić E., Reich S., Milošević I., Damnjanović M., Bosak A., Krisch M., Thomsen C. Phonon dispersion of graphite by inelastic x-ray scattering. Phys. Rev. B., 2007, vol. 76, no. 3, p. 035439/7.

10. Елецкий А. В., Искандарова И.М., Книжник А.А., Красиков Д.Н. Графен: методы получения и теплофизические свойства // УФН. 2011. Т. 181. С. 227-258.
11. Katsnelson M. I. Graphene: Carbon in Two Dimensions. New York: Cambridge University Press, 2012. 366 p.
12. Кругляк Ю. А. Обобщённая модель электронного транспорта Ландауэра–Датты–Лундстрёма // Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии. 2013. Т. 11, № 3. С. 519–549.
13. Schwab K., Henriksen E. A., Worlock J. M., Roukes M. L. Measurement of the quantum of thermal conductance. *Nature*, 2000, vol. 404, pp. 974–977.
14. Jeong C., Kim R., Luisier M., Datta S., Lundstrom M. On Landauer versus Boltzmann and full band versus effective mass evaluation of thermoelectric transport coefficients. *J. Appl. Phys.*, 2010, vol. 107, p. 023707.
15. Tagaev M., Abdreymov A. Modern state of physics in the research of microplasma breakdown in silicon p-n junctions and diodes and schottky. 2023 EPRA.IJRD|Journal.DOI:<https://doi.org/10.36713/epra.2016>. |
<https://eprajournals.com/> |344 |
16. Jeong C., Datta S., Lundstrom M. Full Dispersion versus Debye Model Evaluation of Lattice Thermal Conductivity with a Landauer Approach. *J. Appl. Phys.*, 2011, vol. 109, p. 073718/8
17. Glassbrenner C.J., Slack G.A. Thermal Conductivity of Silicon and Germanium from 3° K to the Melting Point. *Phys. Rev.*, 1964, vol. 134, no. 4A, p. A1058.