

УДК 621.315.592

ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Шарибаев Н.Ю., Юсупов Э.К., Махмудов Б.М., Холбоев Д.Ж.

Наманганский инженерно-технологический институт
Наманган, Республика Узбекистан

Аннотация. Показывается возможность определения ширины запрещенной зоны полупроводника с помощью математической модели температурной зависимости плотности состояний в широком энергетическом диапазоне. Определяется спектр ширины запрещенной зоны по модели и сравнивается с экспериментальными результатами. Разработана методика определения температурной зависимости ширины запрещенной зоны с помощью построенной модели температурной зависимости плотности состояний.

Ключевые слова: полупроводник, ширина запрещенной зоны, плотность состояний, энергетический спектр.

DETERMINATION OF THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE BANDGAP WIDTH OF SEMICONDUCTORS

N.Yu.Sharibaev, E.Yusupov, B.M.Makhmudov

Namangan Institute of Engineering and Technology
Namangan, Republic of Uzbekistan

Abstract. The possibility of determining the band gap of a semiconductor using a mathematical model of the temperature dependence of the density of states in a wide energy range is shown. The bandgap spectrum is determined from the model and compared with experimental results. A technique has been developed for determining the temperature dependence of the band gap using the constructed model of the temperature dependence of the density of states.

Key words: semiconductor, band gap, density of states, energy spectrum.

Адрес для переписки: Шарибаев Н.Ю., ул Касансай, 7, г. Наманган, Республика Узбекистан
e-mail: sharibayev_niti@mail.ru

Зависимость ширины запрещенной зоны полупроводника от температуры обсуждалась во многих работах [1–4]. В этих работах эффект объясняется изменением частоты фононов. При этом считается, что генерация электронно-дырочных пар сдвигает частоты колебаний решетки. Однако в этих работах не обсуждалось влияние теплового уширения энергетических уровней на изменение величины ширины энергетической щели. В работах [5–7] исследовано влияние температуры на форму плотности поверхностного состояния на границе раздела Si-SiO₂. Установлено, что энергетический спектр плотности поверхностного состояния сильно зависит от температуры. Показано, что разложение плотности поверхностного состояния в ряд по производной вероятности опустошения дискретного уровня с энергией E по энергии позволяет исследовать температурную зависимость плотности поверхностного состояния. Было показано, что увеличение температуры стимулирует переход дискретного энергетического спектра в непрерывный спектр и, наоборот, с понижением температуры непрерывный спектр переходит в дискретный. Возникает вопрос, нельзя ли применить это разложение для анализа влияния температуры для исследования температурной зависимости ширины запрещенной зоны кристалла. Для исследования температурной зависимости энергетического спектра плотности

состояния полупроводника в разрешенных зонах N_s разложим в ряд по $GN(E_i, E, T)$ – функциям [7]

$$N_s = \sum_{i=1}^n N_{s_i}(E_i) \frac{1}{kT} \exp\left(\frac{1}{kT}(E_i - E_0) - \exp\left(\frac{1}{kT}(E_i - E_0)\right)\right) \quad (1)$$

Функция

$$GN(E_j, E, T) = \frac{1}{kT} \exp\left(\frac{1}{kT}(E_i - E_0) - \exp\left(\frac{1}{kT}(E_i - E_0)\right)\right) \text{ при } T \rightarrow 0$$

стремится к дельта функции Дирака.

Для упрощения расчетов предположим, что плотности состояния в запрещенной зоне и в валентной зоне N_v является постоянной величиной, а в запрещенной зоне она равна нулю.

$$N_s(E_i) = N_c \text{ при } E > E_c$$

$$N_s(E_i) = 0 \text{ при } E > E_v \quad (2)$$

$$N_s(E_i) = N_v \text{ при } E < E_v$$

В этом случае, для различных значений температур, можно получить графики плотности состояния $N_s(E, T)$. На рисунке 1 показаны графики $N_s(E, T)$ для трех разных температур. Из рисунка 1, а видно, что при низкой температуре $T = 10$ К график $N_s(E, T)$ имеет прямоугольную форму. На краю ЗП значение $N_s(E, T)$ резко падает от до нуля. У потолка ВЗ величина $N_s(E, T)$ резко поднимается от нуля до N_v . В этом случае значение ШЗЗ равняется

$$E_g(T) = E_c(T) - E_v(T). \quad (3)$$

С ростом температуры границы между запрещенной зоной и разрешенными зонами начинают размываться. На рисунок 1, *b* показан график плотности состояния при температуре $T = 300$ К.

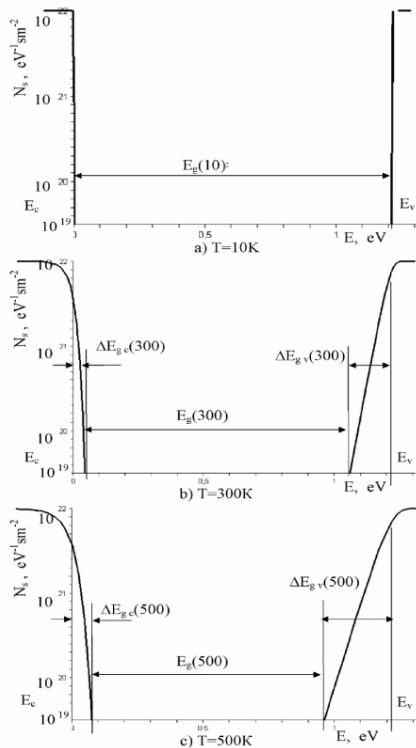


Рисунок 1 – Спектр плотности состояния, рассчитанный при различных температурах. С ростом температуры ширина запрещенная зона уменьшается: *a*) $T = 10$ К; *b*) $T = 300$ К; *c*) $T = 500$ К

Из этого рисунка видно, что границы зон проводимости и валентная зона начинают заметно проникать вглубь запрещенная зона полупроводника. Это приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны образца. Дальнейшее повышение температуры еще сильнее размывает прямоугольную форму плотности состояния. На рисунке 1, *c* показана энергетическая зона при $T = 500$ К.

С повышением температуры проникновение электронных состояний зона проводимости и валентная зона в запрещенную зону усиливается. Вследствие этого ширина энергетической щели значительно сужается. Графики плотности состояния для различных значений температур позволяют анализировать влияние температуры на значения ширины запрещенной зоны полупроводника. В частности, используя графики рисунок 1 можно оценить порядок значений β -температурного коэффициента изменения ширины ЗЗ. Проводим сравнение с экспериментом. Оценку проведем по формуле

$$\beta = \frac{E_g(T_1) - E_g(T_2)}{T_2 - T_1} \quad (4)$$

Подставим значения E_g для соответствующих температур и получим значения β порядка

10^{-4} эВ/К. Для большинства полупроводников порядок этой величины совпадает с экспериментальными значениями (таблица 1).

Таблица 1. Коэффициент термической зависимости ширины энергетической щели для различных полупроводников [8; 9]

Материал	$\beta, 10^{-4}$ эВ/К	Материал	$\beta, 10^{-4}$ эВ/К
Si	-4,00	As ₂ Se ₃	-10,00
Ge	-4,00	AsSe ₂ Te	-9,80
B	-3,50	As ₂ SeTe ₂	-10,06

Экспериментальные значения β для различных материалов, полученных различными методами, приведены в таблице 1 [8; 9]. Как видно из таблицы, численные значения β по порядку величины близки между собой. Сравнение теоретических значений β , оцененных из графиков рисунка 1 и β из таблицы 1 показывает, что для большинства материалов эти величины близки к экспериментальным. Однако при расчете β для некоторых материалов из таблицы 1 согласие оказывается не таким хорошим. Это может быть объяснено существованием возможности одновременных воздействий нескольких других механизмов изменения ширины запрещенной зоны [8]. Отсюда следует, что результирующее изменение ширины запрещенной зоны должно учитывать, помимо известных механизмов изменения ширины энергетической щели, также тепловое уширение энергетических уровней разрешенных зон. Применение метода разложения плотности энергетических состояний по $GN(E_j, E, T)$ функциям для исследования температурной зависимости ширины запрещенной зоны показало, что за счет термического уширения энергетических состояний энергетические щели между разрешенными состояниями уменьшаются.

Численные анализы математической модели температурной зависимости ширины запрещенной зоны с помощью этого метода показывает, что коэффициент термического уширения ширины энергетической щели по порядку величины совпадает с экспериментальными данными большинства полупроводниковых материалов.

Литература

1. Емельянов, А.М. // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35, вып. 6. – С. 9–16.
2. Ридли, Б. Квантовые процессы в полупроводниках / Б. Ридли. – М.: Мир, 1986. – 304 с.
3. Heine V., Van Vechten // J. Phys. Rev. – 1976. – Vol. 13. – P. 16–22.
4. Фридкин, В.М. // Сегнетоэлектрики-полупроводники / В.М. Фридкин. – М.: Наука, 1976. – С. 408.
5. Определение ППС на границу раздела полупроводник диэлектрик в структурах $Al-SiO_2-Si$ и $Al-SiO_2-n-Si < Ni >$ при низкой температуре / Г. Гулямов [и др.] // Узбекский физический журнал. – 2010. – Т. 12, № 3. – С. 143–146.
6. Гулямов Г., Шарibaев Н.Ю. // Физическая инженерия поверхности. – 2010. – Т. 8, № 1. – С. 53–68.

7. Гулямов, Г. Определение ППС границы раздела, полупроводник–диэлектрик, в МДП–структуре / Г. Гулямов, Н.Ю. Шарипаев // ФТП – Санкт Петербург. – 2011. – Т. 45, № 2. – С. 178–182.

8. Мотт, Н. Электронные процессы в некристаллических веществах / Н. Мотт, Э. Девис. – М. : Мир, 1982.

9. Баранский, П.И. Полупроводниковая электроника справочник / П.И. Баранский, В.П. Клочков, И.В. Потыкевич. – Киев : Наукова думка, 1975. – 704 с.

УДК 621.317:004.315

РЕАЛИЗАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО СИГНАЛА ЗОНДА КЕЛЬВИНА НА БАЗЕ ПЛИС XILINX

Ясько Н.С., Тявловский А.К., Борисенок С.В., Микитевич В.А., Забагонский К.А.

*Белорусский национальный технический университет
Минск, Республика Беларусь*

Аннотация. Рассмотрена реализация цифрового спектрального анализа измерительного сигнала сканирующего зонда Кельвина в реальном масштабе времени. Для реализации требуемого математического базиса быстрого преобразования Фурье принята ПЛИС типа *FPGA* семейства *Xilinx Ultrascale+*. Необходимые быстродействие и точность преобразования обеспечиваются использованием в качестве умножителей универсальных блоков цифровой обработки *DSP48E2*.

Ключевые слова: зонд Кельвина, спектральный анализ, быстрое преобразование Фурье, программируемая логическая интегральная схема.

SPECTRAL ANALYSIS OF A KELVIN PROBE OUTPUT SIGNAL USING XILINX FPGA

Yasko N.S., Tyavlovsky A.K., Borisenok S.V., Mikitevich V.A., Zabogonsky K.A.

*Belarusian National Technical University
Minsk, Republic of Belarus*

Abstract. The implementation of digital spectral analysis to the output signal of a scanning Kelvin probe in a real-time mode is considered. The required mathematical basis of a fast Fourier transform is implemented in *Xilinx Ultrascale+* series *FPGA*. The necessary speed and accuracy of conversion are ensured by using *DSP48E2* universal digital processing units as multipliers.

Key words: Kelvin probe, spectral analysis, fast Fourier transform, field programmable gate array.

*Адрес для переписки: Тявловский А.К., пр. Независимости, 65, г. Минск, 220113, Республика Беларусь
e-mail: tyavlovsky@bntu.by*

Измерительный сигнал сканирующего зонда Кельвина, используемого при неразрушающем контроле состояния прецизионных поверхностей зондовым электрометрическим методом [1], характеризуется сложным спектральным составом, что связано с нелинейностью системы «вибрирующий зонд – поверхность образца». Анализ этого спектрального состава позволяет извлечь из сигнала дополнительную информацию. В частности, соотношение амплитуд первой и второй гармоник сигнала позволяет, в дополнение к информации о пространственном распределении относительных значений работы выхода электрона, восстановить профиль поверхности вдоль линии сканирования [2]. Для достаточной производительности измерений при сканировании поверхности с высоким пространственным разрешением такой анализ должен проводиться в реальном масштабе времени, при этом время выполнения вычислений должно быть сопоставимо со временем установления сигнала на выходе зонда.

Использование в качестве измерительного преобразователя цифрового зонда Кельвина [3] позволяет повысить точность и воспроизводимость измерений, однако накладывает дополнительные

ограничения на методы обработки сигнала, которые должны быть цифровыми (дискретными). Из числа таких методов для спектрального анализа осциллографических сигналов широко используется алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ или *FFT – Fast Fourier Transform*). Несмотря на распространенность и относительную простоту реализации, в применении к анализу измерительного сигнала цифрового зонда Кельвина этот метод имеет ряд недостатков.

Основной из них – это требование использовать для БПФ только сигналы определенной длины, конкретно – длина сигнала в выборках должна быть целой степенью двойки: допустимо провести БПФ с массивом из 1024 (или 512, или 2048) точек сигнала, но не с массивом из 1000 (или 500 или 2000) точек. В результате, обычный калибровочный сигнал частотой 1 кГц, снятый на частоте дискретизации 10 МГц, невозможно подвергнуть БПФ на его длине периода, который в этих условиях будет составлять 1000 точек. Следует либо использовать для анализа область несколько больше – 1024 периода сигнала (и тем самым гарантированно указать спектр сигнала, поскольку преобразование Фурье должно проводиться на интервале, в