

СЕКЦИЯ 6. Полупроводниковая микро- и наноэлектроника в решении проблем информационных технологий и автоматизации

равно $\Delta E = \hbar \omega_c$. Отсюда, для двумерного полупроводникового материала найдем разность длины сечения двух изоэнергетических поверхностей:

$$\Delta L_y = \frac{2\pi m_c}{\hbar} \hbar \omega_c \quad (8)$$

Число состояний для квантования, при присутствии продольного квантующего магнитного поля, в плоскости YZ , обусловленного условиями

цикличности, равно $\frac{L_y}{2\pi}$. В выражении (8), число состояний между двумя квантовыми орбитами равно

$$\frac{L_y}{2\pi} \Delta L_y = \frac{2\pi m_c}{\hbar} \hbar \omega_c \frac{L_y}{2\pi} = m \omega_c L_y \quad (9)$$

Использованная литература

1. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Наноэлектроника. Часть 1. Москва, «Юрайт». 2019. С.248-257.
2. Девятков Э.В. Основы физики низкоразмерных систем и режима квантового эффекта Холла. Черноголовка, Редакционно-издательский отдел ИПХФ РАН. 2014. С. 20-25.
3. Бурмистров И.С. Введение в теорию целочисленного квантового эффекта Холла. Москва, Редакционно-издательский отдел ИПХФ РАН. 2015. 23-30.
4. Глазков В.Н. Двумерные электронные системы в магнитном поле. Квантовый эффект Холла. Москва, «МФТИ». 2016. С.15-27.

РАСЧЕТЫ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В РАЗРЕШЕННОЙ ЗОНЕ КВАНТОВОЙ ЯМЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОПЕРЕЧНОГО КВАНТУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

У.И.Эркабоев, Р.Г.Рахимов, Ж.И.Мирзаев, Н.А.Сайидов,
У.М.Негматов

Наманганский инженерно-технологический институт

E-mail: rgrakhimov@gmail.com

Энергетический спектр электронов и дырок в зоне проводимости и валентной зоне квантовой ямы является важнейшей характеристикой квантово-размерных гетероструктур. Влияние поперечного квантующего магнитного поля на энергетический спектр носителей зарядов в разрешенной зоне квантово-размерных гетероструктур почти не изучено.

СЕКЦИЯ 6. Полупроводниковая микро- и наноэлектроника в решении проблем информационных технологий и автоматизации

А теоритические объяснения случаев под воздействием и поперечного квантующего магнитного поля и температуры – отсутствуют полностью.

В отсутствии поперечного квантующего магнитного поля энергетический спектр носителей зарядов в разрешённой зоне квантовой ямы E_n^e, E_n^h и огибающая волновая функция для электронов и дырок χ_n^e, χ_n^h , легко находятся из одноэлектронного уравнения Шредингера:

$$\begin{cases} \left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + E_c(z) \right) \chi_n^e(z) = E_n^e \chi_n^e(z) \\ \left(\frac{\hbar^2}{2m_h} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + E_v(z) \right) \chi_n^h(z) = E_n^h \chi_n^h(z) \end{cases} \quad (1)$$

Здесь, m_e, m_h – эффективные массы электронов и дырок. E_c, E_v – край зоны проводимости и валентной зоны квантовой ямы и $E_c(z), E_v(z)$ – функции, описывающая профиль квантовой ямы. Движение носителей зарядов в зоне проводимости и валентной зоне квантовой ямы, по плоскости XY остается неограниченным или энергетический спектр электронов и дырок в такой плоскости будет квазинепрерывным. Но, движения электронов и дырок по оси Z будет квантовано. Отсюда, параболический закон дисперсии полной энергии электронов и дырок в разрешенной зоне квантовой ямы имеет следующий вид:

$$\begin{cases} E_e(E_c, k_e, d, n_e) = E_c + \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_{ex}^2 + k_{ey}^2) + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e d^2} n_e^2 \\ E_p(E_v, k_h, d, n_h) = E_v - \frac{\hbar^2}{2m_h} (k_{hx}^2 + k_{hy}^2) - \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_h d^2} n_h^2 \end{cases} \quad (2)$$

Теперь рассмотрим температурную зависимость дискретных уровней Ландау электронов и дырок в зоне проводимости и валентной зоне квантовой ямы. Поперечные квантующие магнитные поля воздействует на энергетический спектр носителей зарядов в разрешённой зоне прямоугольной квантовой ямы. Это воздействие приводит к серьезным изменениям краёв зоны проводимости и валентной зоны квантовой ямы, что отражается и на осцилляции плотности энергетических состояний. В этом случае, движение носителей зарядов в валентной зоне и в зоне проводимости квантовой ямы по плоскости XY становится ограниченным, и энергия носителей зарядов в этом направлении квантуются. Отсюда, в поперечном квантующем магнитном поле, энергия свободных носителей

СЕКЦИЯ 6. Полупроводниковая микро- и наноэлектроника в решении проблем информационных технологий и автоматизации

зарядов, в разрешенной зоне квантовой ямы, без учета спина можно записать:

$$\begin{cases} E_e^{2d}(E_c, \omega_c^e, d, n_e) = E_c + \hbar\omega_c^e \left(N_L^e + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e d^2} n_e^2 \\ E_p^{2d}(E_v, \omega_c^h, d, n_h) = E_v - \hbar\omega_c^h \left(N_L^h + \frac{1}{2} \right) - \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_h d^2} n_h^2 \end{cases} \quad (3)$$

Здесь, N_L^e и N_L^h - число уровней Ландау электронов и дырок в зоне проводимости и в валентной зоне квантовой ямы.

Осцилляции плотности энергетических состояний в зоне проводимости и валентной зоне квантовой ямы, приходящиеся на единичный интервал энергии, является существенной характеристикой низкоразмерных полупроводниковых материалов. В частности, изменение энергетического спектра носителей зарядов приводит к изменению осцилляций плотности состояний в разрешенных зонах при воздействии квантующего магнитного поля. Приведенная математическая модель применимо только для зоны проводимости квантовой ямы. Но, пользуясь тем же методом, можно вычислить осцилляции плотности состояний валентной зоны квантовой ямы. Или, для ясности, поставим вопрос так: Как можно определить температурную зависимость осцилляции плотности состояний в разрешенной зоне квантово-размерных прямоугольных гетероструктур, при наличии поперечного квантующего магнитного поля?

При присутствии поперечного квантующего магнитного поля, температурная зависимость осцилляций плотности энергетических состояний, может быть использована для исследования температурной зависимости ширины запрещенной зоны квантовой ямы.

Использованная литература

1. Карпович И.А., Филатов Д.О., Горшков А.П. Фотоэлектрическая диагностика квантово-размерных гетеронаноструктур. Учеб. пособие. Нижний Новгород. Изд. «ННГУ». 2007. С.87.
2. Федоров А.В. Физика и технология гетероструктур, оптика квантовых наноструктур. Учебное пособие. СПб: изд. «СПбГУ ИТМО»., 2009. С. 195.
3. Егоров А.Ю., Крыжановская Н.В., Соболев М.С. Оптические свойства квантово-размерных гетероструктур на основе твердых растворов

СЕКЦИЯ 6. Полупроводниковая микро- и наноэлектроника в решении проблем информационных технологий и автоматизации

$\text{GaP}_x\text{N}_y\text{As}_{1-x-y}$ // Физика и техника полупроводников. 2011, Т.45, вып. 9. С. 1209-1213.

4. Баграев Н.Т., Кукушкин С.А., Осипов А.В., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М., Хромов В.С. Регистрация терагерцового излучения с помощью наноструктур карбида кремния // [Физика и техника полупроводников. 2021. Вып.12 С.1195-1202.](#)

ФОРМИРОВАНИЕ СЛОЯ МЕДИ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ И ЕГО КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА

У.Д. Кулмирзаев

Ташкентский государственный технический университет

В настоящий время использование альтернативных источников энергии, как основы энергетики и энергосбережения, является одним из наиболее перспективным направлением разработки и применение разнообразных полупроводниковых и диэлектрических материалов. При этом важно качество контакта в полупроводниковых гетероструктурах. Для получения такой структуры комплект с методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), твердофазной эпитаксии (ТФЭ) и газофазной эпитаксии (ГФЭ) широко используется с внедрением метода низкоэнергетической ионной имплантации [1]. Рентгендифракционный анализ материалов является стандартным методом идентификации фаз и характеристики поликристаллических материалов[1]. Экспериментально обнаружены различные пики в спектрах рентгенофазового анализа (XRD) образцов оксида алюминия Al_2O_3 и оксида титана TiO_2 . На основе данных (XRD) образцов оксида алюминия Al_2O_3 и оксида титана TiO_2 , полученные для образцов с различными режимами получения порошка, определены индексы Миллера и параметры решетки. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуется с данными, полученными другими методами.

Формирование слоя меди на поверхности кремния и его кристаллическая структура, морфология практически не изучены методами магнетронного распыления, и рентгенофазового анализа . В настоящей работе впервые исследованы напыления меди на поверхности кремния и изучены морфология слоев, рентгенофазовый состав.

На рис. 1 показан рентгенодифрактограммы преимущественной ориентации (111) необработанного поликристаллического кремния и очищенного механически, химически и ультразвуковой ванне, а затем нанесимого медного слоя методом магнетронного распыления кремниевого образца.