

ОБРАЗОВАНИЕ ЗАРЯДА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ В ПОЛЕВОЙ СТРУКТУРЕ

Ю.В. Яцинин, А.П. Королев

Кафедра «Материалы и технология», ГОУ ВПО «ТГТУ»;
korolevanpal@yandex.ru

Представлена членом редколлегии профессором В.И. Коноваловым

Ключевые слова и фразы: потенциальная яма; полупроводник; работа выхода; уровень Ферми; энергетические состояния; энергетические уровни.

Аннотация: Рассмотрена методика исследования энергетических состояний в твердых средах с помощью полупроводника с известным распределением энергетических уровней, отделенного тонким слоем диэлектрика от исследуемого материала. Описаны теоретические основы для моделирования резонанса по энергетическим уровням, с помощью которого можно обнаруживать и идентифицировать различные примеси, в том числе и нанобъекты в твердых материалах.

При исследовании различных сред или материалов в ряде случаев перспективно использовать резонансные явления, связанные с энергетическими состояниями в этих средах. Резонансные явления можно наблюдать в слоистых структурах на основе материала с известными характеристиками (например монокристаллического полупроводника), на котором через слой диэлектрика располагается исследуемая среда (материал). Для этого, помимо экспериментальной проверки работоспособности структуры, необходимо теоретическое рассмотрение энергетической картины этой структуры для моделирования условий возникновения резонанса.

При рассмотрении образования заряда в приповерхностном слое полупроводника под диэлектриком, отделяющего его от какого-либо материала с энергетическими состояниями, необходимо сначала исследовать состояние «плоских зон». Структура «исследуемый материал (далее будем называть просто среда) – диэлектрик – полупроводник» находится в «состоянии плоских зон» (рис. 1), когда слой диэлектрика достаточно толстый и искривления энергетических уровней не наблюдается вследствие отсутствия взаимодействия между «средой» и полупроводником. Пусть справа от диэлектрика энергетическая диаграмма искусственно очищенного и частично скомпенсированного кремния с заданными свойствами с равномерным распределением донорной примеси. Уровень Ферми E_F находится выше середины запрещенной зоны.

В качестве среды рассмотрим кремний со случайным распределением локальных примесей, дефектов и других структурных неоднородностей. Эти неоднородности формируют энергетические состояния в запрещенной зоне, которые являются акцептор-

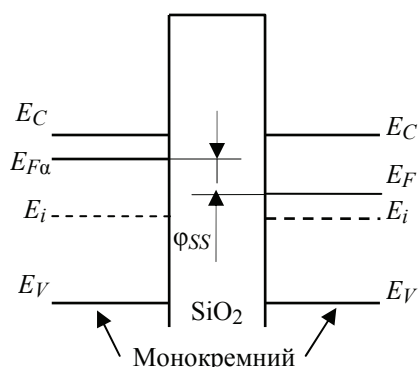


Рис. 1. Структура Si – SiO₂ – Si в состоянии «плоских зон»

ными или донорными. Уровень Ферми в таком полупроводнике находится между донорными и акцепторными уровнями в запрещенной зоне. Положение E_F относительно середины запрещенной зоны определяется соотношением концентраций донорных N_d и акцепторных N_a уровней. При $N_d > N_a$ уровень Ферми находится выше середины запрещенной зоны. Чем больше это неравенство, тем ближе к зоне проводимости располагается уровень E_F . Пусть E_F находится выше середины E_i запрещенной зоны. Предположим, что в полупроводниках вблизи слоя окисла нет поверхностных зарядов и уровни у границы Si – SiO₂ не искривлены.

Так как уровни Ферми в полупроводниках находятся на разных расстояниях от середины запрещенной зоны, то разность работ выхода в левом и правом полупроводниках равна разности между уровнями Ферми. В левом полупроводнике уровень Ферми обозначим $E_{F\alpha}$. Если в окисле присутствует заряд, то уровни Ферми сдвинуты на величину, называемую напряжением сдвига плоских зон [1],

$$\Delta\psi = \varphi_{SS} - \frac{Q_0}{C_i},$$

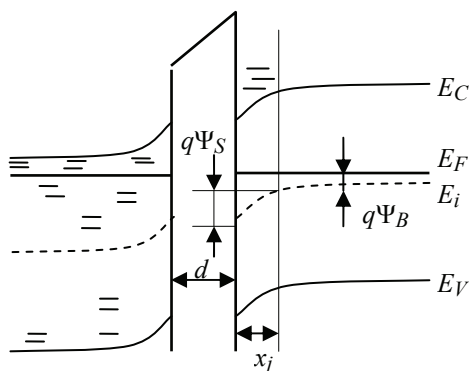
где C_i – емкость диэлектрика, Ф; φ_{SS} – разность работ выхода между полупроводниками, эВ; Q_0 – заряд в окисле, Кл. Этот заряд может состоять из фиксированных зарядов, зарядов подвижных ионов и зарядов, захваченных ловушками диэлектрика.

Если толщина диэлектрика достаточно мала так, что силовые линии электрического поля, созданного зарядами в левом полупроводнике, проникают в приповерхностный слой правого полупроводника, то зоны искривляются (рис. 2). Равновесие в структуре установится, когда сравняются уровни Ферми $E_F = E_{F\alpha}$. На глубине x_j формируется слой, обогащенный основными носителями заряда – электронами. Этот слой может служить проводящим каналом между истоком и стоком в полевой структуре. Глубина x_j соответствует глубине проникновения электрического поля в правую часть структуры.

Разность $q\psi_B$ между уровнем Ферми и собственным уровнем E_i зависит от уровня легирования полупроводника. Потенциал ψ_B определяется зависимостью [1]

$$\psi_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_d}{n_i}, \quad (1)$$

где n_i – концентрация собственных носителей заряда, зависящая от температуры, см⁻³; k – постоянная Больцмана, эВ; T – температура, К; q – элементарный заряд, Кл; N_d – концентрация донорной примеси, см⁻³.



Поверхностный потенциал ψ_S , соответствующий величине искривления зон и величине поверхностного заряда Q_S в слое x_j , равен по модулю потенциалу в противоположном слое полупроводника.

Величина ψ_S изменяется от 0 до $\sim 2\psi_B$ [1]. При $\psi_S \approx 2\psi_B$ заряд Q_S экранирует электрическое поле с противоположной стороны и ψ_S больше не растет.

У поверхности полупроводника (см. рис. 2, справа) организуется по-

Рис. 2. Искривление зон в полупроводниках

тенциальная яма, где накапливаются электроны. Глубина ямы определяется выражением

$$\frac{\Delta\psi}{2} = V_i + \psi_S.$$

Величина сдвига зон делится на 2, так как слева уровень Ферми опускается на столько, на сколько поднимается уровень Ферми справа. В этом выражении V_i – падение напряжения на слое SiO_2 , равное [1]

$$V_i = \frac{|Q_S|d}{\varepsilon_0\varepsilon_{\text{SiO}_2}} = \frac{Q_S}{C_i},$$

где d – толщина слоя SiO_2 , см; ε_0 – диэлектрическая постоянная, $\text{Ф}\cdot\text{м}^{-1}$; $\varepsilon_{\text{SiO}_2}$ – диэлектрическая проницаемость оксида кремния; Q_S – поверхностный заряд под диэлектриком, $\text{Кл}\cdot\text{см}^{-2}$.

Следовательно, $\frac{\varphi_{SS} - \frac{Q_0}{C_i}}{2} = \frac{Q_S}{C_i} + \psi_S$, откуда

$$Q_S = \left(\frac{\varphi_{SS}}{2} - \psi_S \right) \frac{\varepsilon_0\varepsilon_{\text{SiO}_2}}{d} - \frac{Q_0}{2}. \quad (2)$$

Если структура будет находиться в режиме насыщения основными носителями (электронами в данном случае), то поверхностный потенциал будет максимальным и равным, примерно, двум расстояниям от собственного уровня E_i до уровня Ферми E_F [1]

$$\psi_S \approx 2\psi_B = \frac{2kT}{q} \ln \frac{N_d}{n_i}. \quad (3)$$

Разность работ выхода ψ_{SS} можно определить через взаимное расположение уровней Ферми в полупроводниках:

$$\psi_{SS} = |\psi_{B\alpha} - \psi_B|. \quad (4)$$

где $\psi_{B\alpha}$ – потенциал, созданный в среде на границе с диэлектриком, эВ.

Используя выражения (1), (3) и (4), уравнение (2) запишем в виде

$$Q_S = \left(\frac{|\psi_{B\alpha} - \psi_B|}{2} - 2\psi_B \right) \frac{\varepsilon_0\varepsilon_{\text{SiO}_2}}{d} - \frac{Q_0}{2} \quad (5)$$

или

$$Q_S = \left(\frac{\left| \psi_{B\alpha} - \frac{kT}{q} \ln \frac{N_d}{n_i} \right|}{2} - \frac{2kT}{q} \ln \frac{N_d}{n_i} \right) \frac{\varepsilon_0\varepsilon_{\text{SiO}_2}}{d} - \frac{Q_0}{2}. \quad (6)$$

Определенной величине заряда в квантовой яме слоя полупроводника под диэлектриком соответствует определенная конфигурация ямы и расположение в ней резонансных уровней.

В данной работе рассмотрена структура с произвольным расположением энергетических уровней в слоях. Но данный подход пригоден для описания структур из различных материалов с различными энергетическими состояниями. На энергетических диаграммах будут меняться направления искривления энергетических зон, соответственно этому искривлению и должен вестись расчет.

Список литературы

1. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов. В 2 кн. Кн. 1 / С. Зи. – М. : Мир, 1984. – 456 с.

Formation of Charge in Quantum Well in the Field Structure

Yu.V. Yatsinin, A.P. Korolyov

*Department "Materials and Technology", TSTU;
korolevanpal@yandex.ru*

Key words and phrases: energy conditions; energy levels; Fermi level; potential well; semiconductor; work function.

Abstract: This paper considers the method of investigation of energy conditions in solids by using a semiconductor with a known distribution of energy levels, separated by a thin dielectric layer from the examined material. The theoretical basis for simulation of resonance by energy levels is described; it enables to detect and identify various impurities, including nano-objects in solid materials.

Bildung der Ladung in der Quantengrube in der Feldstruktur

Zusammenfassung: In der Arbeit wird die Methodik der Untersuchung der energetischen Zustände in den harten Medien mit Hilfe der von des untersuchenden Stoffes von dünnen Dielektrikumschichte abgetrennten Halbleiter mit der bekannten Verteilung der energetischen Niveaus betrachtet. Es werden die theoretischen Grundlagen für die Modellierung des Resonances nach den energetischen Niveaus, mit denen Hilfe man die verschiedenen Zusätze und auch die Nanoobjekte in den harten Stoffen auffinden und identifizieren kann.

Formation de la charge dans une fosse des quanta dans une structure de champ

Résumé: Dans l'article est envisagée la méthode de l'étude des états énergétiques dans les milieux solides à l'aide du semi-conducteur avec une certaine répartition des niveaux énergétiques séparé par une fine couche du diélectrique du matériel étudié. Sont décrites les bases théoriques pour le modélage de la resonance d'après les niveaux énergétiques à l'aide duquel l'on pourrait découvrir et identifier de différents alliages y compris les nanoobjets dans les matériaux solides.

Авторы: *Яцинин Юрий Владимирович* – магистрант кафедры «Материалы и технология»; *Королев Андрей Павлович* – кандидат технических наук, доцент кафедры «Материалы и технология», ГОУ ВПО «ТГТУ».

Рецензент: *Чернышова Татьяна Ивановна* – доктор технических наук, профессор кафедры «Конструирование радиоэлектронных и микропроцессорных систем», декан энергетического факультета, ГОУ ВПО «ТГТУ».