

Емкостная спектроскопия локализованных состояний в полупроводниковых гетероструктурах

П. Н. Брунков

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

Интенсивное развитие информационных технологий в последние десятилетия является следствием значительного прогресса в физике и технологии полупроводниковых материалов и приборов микроэлектроники на их основе. Основой для создания современных полупроводниковых приборов является гетеропереход — контакт двух различных полупроводниковых материалов с разной шириной запрещенной зоны. В активной области современных инжекционных полупроводниковых лазеров и полевых транзисторов находятся слои с квантовыми ямами (КЯ), где тонкий слой узкозонного материала окружен широкозонной матрицей. Квантование движения носителя заряда в направлении, в котором размер слоя КЯ сравним с длиной волны де Бройля (λ_B), приводит к формированию в КЯ уровней размерного квантования. Следует отметить что, несмотря на то, что для создания полупроводниковых гетеропереходов выбираются материалы с близкими параметрами кристаллической решетки, в запрещенной зоне на гетерогранице могут образовываться электрически активные дефекты (такие как точечные дефекты и дислокации), которые будут значительным образом модифицировать разрывы зон на гетерогранице. В данной работе будут представлены методы емкостной спектроскопии для исследования уровней размерного квантования в КЯ и электрически активных дефектов с глубокими уровнями в запрещенной зоне полупроводникового материала.

Емкостная спектроскопия полупроводниковых структур основана на измерении барьерной емкости (C) p - n -перехода, диода Шоттки или МДП-структуры. Рассмотрим энергетическую диаграмму диода Шоттки на основе полупроводника n -типа проводимости, в котором концентрация мелкой донорной примеси $N_d(z)$ значительно превышает концентрацию мелкой акцепторной примеси $N_a(z)$, т.е. $N_d(z) \gg N_a(z)$ (рис. 1). Вследствие разных работ выхода электронов из металла и из n -области на барьере Шоттки возникает контактная разность потенциалов (V_{bi}) и электрическое поле (рис. 1а). Это электрическое поле отталкивает электроны внутрь n -области, при этом под барьером Шоттки образуется область пространственного заряда (ОПЗ), сфор-

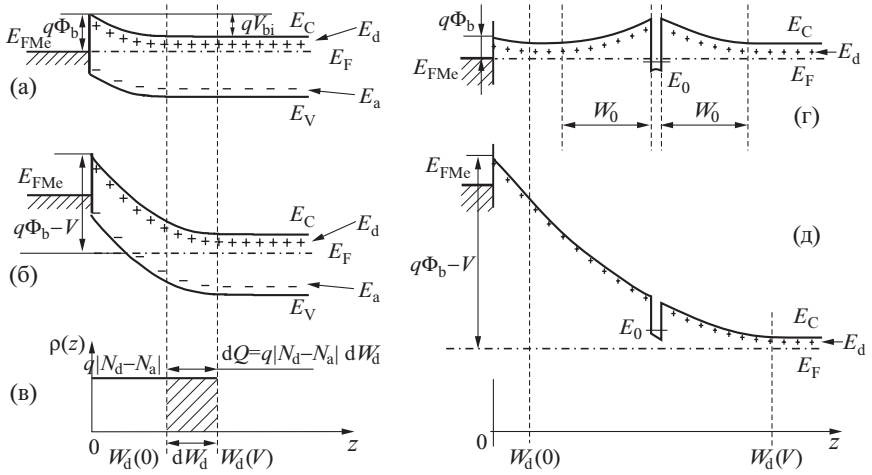


Рис. 1. Энергетическая диаграмма диода Шоттки: а) при отсутствии внешнего напряжения смещения, б) при приложенном обратном смещении V ; в) распределение заряда по глубине структуры. Энергетическая диаграмма диода Шоттки на структуре с квантовой ямой: г) при отсутствии внешнего напряжения смещения, д) при приложенном обратном смещении V . E_0 — положение энергетического уровня в квантовой яме.

мированная положительным зарядом ионизованных доноров N_d^+ . При изменении приложенного к диоду Шоттки обратного напряжения dV_{rev} высота потенциального барьера на поверхности возрастает на величину приложенного напряжения (рис. 1б); возрастает также и электрическое поле в барьере Шоттки, что приводит к расширению области пространственного заряда dW и росту положительного заряда в структуре на величину $dQ = q |N_d^+ - N_a^-| dW$, где q — абсолютный заряд электрона (рис. 1в). Таким образом, изменение напряжения на диоде Шоттки приводит к изменению заряда в структуре, т.е. барьер Шоттки действует как емкость. На основе решения уравнения Пуассона в приближении обедненного слоя получим связь емкости барьера Шоттки с шириной области пространственного заряда W_d [1]:

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{S\varepsilon\varepsilon_0}{W_d}, \quad \text{где} \quad W_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\phi_b - V)}{q(N_d - N_a)}},$$

где ε — абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума и S — площадь барьера Шоттки.

Последнее выражение представляет собой формулу емкости плоского конденсатора, где расстояние между обкладками равно ширине области пространственного заряда W_d , а изменение заряда dQ , вызванное изменением напряжения dV расположено на границе ОПЗ и квазинейтральной области (рис. 1в).

Теперь рассмотрим диод Шоттки на основе однородно легированного полупроводника *n*-типа, содержащего нелегированную квантовую яму (рис. 1г). Наличие уровней размерного квантования в слое КЯ ниже дна зоны проводимости матрицы приводит к тому, что часть свободных носителей перетекает в КЯ из прилегающих к квантовой яме *n*-слоев. При этом в КЯ накапливается отрицательный заряд электронов, который индуцирует область пространственного заряда W_0 с обеих сторон от слоя квантовой ямы (рис. 1г). Таким образом, в данной структуре существует два типа распределения заряда: двумерный заряд электронов (Q_{2D}), расположенных на уровнях в квантовой яме и трехмерный заряд свободных электронов в зоне проводимости и ионизованных доноров (Q_{3D}) в *n*-матрице. При приложении обратного смещения к такой структуре происходит изменение заряда в структуре, связанное с движением края области пространственного заряда барьера Шоттки от $W_d(0)$ до $W_d(V)$ (рис. 1д). Кроме того, изменится заряд в квантовой яме, а, следовательно, и заряд, индуцированный вокруг квантовой ямы. Поэтому емкость диода Шоттки с квантовой ямой C_{QW} состоит из двух компонент — трехмерной и двумерной [2]:

$$C_{QW} = \frac{\partial Q_{3D}}{\partial V} + \sum_i \frac{\partial Q_{2D} [(E_F - E_i), |\psi_i|^2]}{\partial V},$$

где суммирование идет по всем i подзонам в квантовой яме.

Первый член в выражении аналогичен емкости диода Шоттки на основе однородной структуры. Второй член в выражении отражает изменение двумерного заряда электронов в квантовой яме, связанное с изменением относительного положения уровня Ферми E_F и энергетического положения i -ой подзоны E_i в квантовой яме, а также с изменением квадрата волновой функции $|\psi_i|^2$ электронов в квантовой яме из-за квантового эффекта Штарка. Заряд, аккумулированный в квантовой яме, зависит от таких параметров, как разрыв зон на гетерогранице, эффективные массы носителей и ширина квантовой ямы, которые, в свою очередь, определяют положение энергетических уровней и волновые функции локализованных состояний в квантовой яме. Будет показано, что анализ вольт-емкостной характеристики структуры с квантовой ямой на основе самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера позволяет определить ее электронную структуру.

Для исследования дефектов с ГУ в полупроводниковых структурах широко используется метод Нестационарной Спектроскопии Глубоких Уровней (НСГУ) (или Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS)) [3]. Рассмотрим барьер Шоттки на структуре n-типа проводимости, где наряду с мелкими донорами E_d присутствуют электронные ловушки с концентрацией N_T и энергией ионизации относительно дна зоны проводимости E_T (рис. 2а). Если обратное напряжение смещения V_1 поддерживается достаточно долго для достижения равновесного состояния, тогда в ОПЗ нет свободных носителей, поэтому в равновесном состоянии глубокие уровни в ОПЗ не заняты электронами. Если теперь подать обратное смещение $|V_2| < |V_1|$ (рис. 2б), то в области между W_2 и W_1 в зоне проводимости E_C восстановится равновесная электронная концентрация свободных носителей заряда, и глубокие уровни будут заполняться электронами. При приложении обратного напряжения V_1 (рис. 2в) в момент времени $t = 0$ происходит эмиссия электронов с глубокого уровня в зону проводимости. Временную зависимость емкости $\Delta C(t)$, связанную с опустошением глубокого уровня, определяет темп эмиссии электронов e_n :

$$\Delta C(t) = \Delta C(0) \exp(-e_n t), \quad \text{где} \quad e_n \propto \sigma_n \exp(-E_T/kT),$$

где $\Delta C(0)$ — изменение емкости в начальный момент времени после приложения обратного смещения и σ_n — сечение захвата электронов на глубокий уровень.

НСГУ метод представляет собой анализ температурной зависимости функции $\Delta C(t)$ (рис. 2г) с помощью двухстробного интегратора, измеряющего разницу значений емкости $\Delta C(t)$ в моменты времени t_1 и t_2 [3]:

$$S(T) = \Delta C(t_1) - \Delta C(t_2).$$

Функция $S(T)$, которая называется НСГУ спектром, имеет максимумы (рис. 2д), где темп эмиссии e_n связан с временами t_1 и t_2 , которые задают окно темпов эмиссии, следующим выражением:

$$e_n(T_m) = \frac{\ln(t_2 - t_1)}{(t_2 - t_1)}.$$

Изменяя времена t_1 и t_2 , можно найти зависимость темпа эмиссии e_n от температуры (рис. 2д), что позволяет построить график Аррениуса $\ln[e_n(T) \cdot T^2]$ vs $1/T$ и определить параметры глубокого уровня, такие как энергия активации E_T и сечение захвата σ_n . При условии, что импульс заполнения достаточно длинный, амплитуда релаксации емкости $\Delta C(0)$ будет пропорциональна

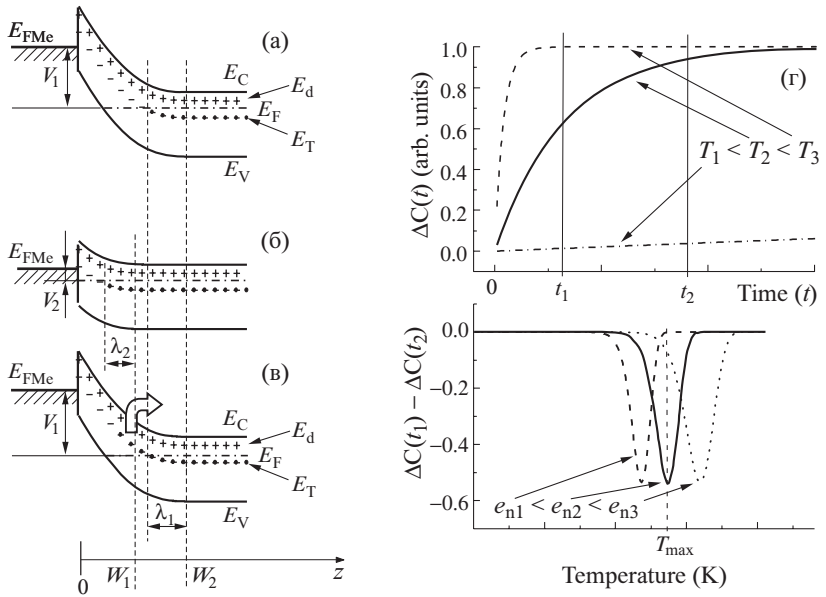


Рис. 2. Распределение заполненных и пустых электронных ловушек при различных значениях напряжения обратного смещения на барьере Шоттки: а) $-V_1$, б) $-V_2$, в) $-V_1$. Временная релаксация емкости $\Delta C(t)$, связанная с опустошением электронной ловушки, в зависимости от температуры (г). Примерный вид НСГУ-спектра (д).

концентрации глубокого уровня N_T . Изменяя амплитуду импульса обратного напряжения можно измерять распределение дефектов с глубокими уровнями по толщине структуры.

В докладе будет представлено применение выше описанных методов емкостной спектроскопии для исследования дефектов с глубокими уровнями и электронной структуры КЯ в системе InGaAs/InAlAs [2] и самоорганизованных квантовых точек InAs в GaAs матрице [4–6].

Литература

- [1] С. Зи, *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [2] P.N. Brunkov, T. Benyattou, G. Guillot, *Simulations of the capacitance-voltage characteristics of a single-quantum-well structure based on the self-consistent solution of the Schrodinger and Poisson equations*. J. Appl. Phys., **80**, 864 (1996).
- [3] D. V. Lang, *Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors*. J. Appl. Phys. **45**, 3023 (1974).

- [4] П. Н. Брунков, С. Г. Конников, В. М. Устинов, А. Е. Жуков, А. Ю. Егоров, М. В. Максимов, Н. Н. Леденцов, П. С. Копьев, *Емкостная спектроскопия электронных уровней в квантовых точках InAs в матрице*. ФТП, **30**, 924 (1996).
- [5] С. М. А. Картеун, М. Lion, R. Heitz, D. Bimberg, P. N. Brunkov, B. V. Volovik, S. G. Konnikov, A. R. Kovsh, and V. M. Ustinov, *Hole and electron emission from InAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **76**, 1573 (2000).
- [6] P. N. Brunkov, E. V. Monakhov, A. Yu. Kuznetsov, A. A. Gutkin, A. V. Bobyl, Yu. G. Musikhin, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, and S. G. Konnikov, *Capacitance spectroscopy study of InAs quantum dots and dislocations in p-GaAs matrix*. The 27th International Conference on the Physics of Semiconductors, 26–30 July 2004, Flagstaff, Arizona, USA.