

ВЛИЯНИЕ ЗАРЯДА, ВСТРОЕННОГО В ИЗОТИПНЫЙ ГЕТЕРОПЕРЕХОД, НА ВОЛЬТ-ФАРАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БАРЬЕРНОЙ СТРУКТУРЫ

Бычковский Д. Н., Константинов О. В.

Построена теория, учитывающая заряженные дефекты, локализованные на гетерогранице. Показано, что на вольт-фарадной характеристике барьерной структуры с гетеропереходом появляются особенности, позволяющие определить разрыв зоны проводимости и концентрацию заряженных дефектов на гетерогранице. Проведено сравнение теоретической и экспериментальной характеристик.

Введение. В настоящей работе предлагается теория вольт-фарадной характеристики (ВФХ) барьерной гетероструктуры, зонная диаграмма которой схематически изображена на рис. 1. Слева от сечения AA' расположен металлический контакт ($p^+ - n$ -переход). В полупроводнике n -типа имеется изотипный гетеропереход (сечение BB'), причем толщина полупроводника узкозонная. Толщина a широкозонной прослойки предполагается достаточно большой. В ней располагаются проводящий квазинейтральный слой и два истощенных слоя, один из которых прилегает к металлическому контакту (или к $p^+ - n$ -переходу), а второй — к гетеропереходу. При этом толщина прослойки a считается не слишком большой, так чтобы при включении обратного смещения, вызывающего полное истощение прослойки и исчезновение квазинейтральной области, не происходило лавинного пробоя в области сильного поля, прилегающей к барьеру. В работах [1, 2], а также в наших работах [3, 4] теоретически изучалась ВФХ подобных структур. Предполагалось, что гетеропереход является идеальным в том смысле, что на нем отсутствует какой бы то ни было поверхностный заряд, обусловленный заряженными дефектами на гетерогранице. В настоящей работе было проведено сравнение теоретических ВФХ, описанных в [1-4], с экспериментальными результатами, полученными в ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР в лаборатории С. Г. Конникова. Оказалось, что имеет место значительное расхождение между теорией [1-4] и экспериментом. В настоящей работе показано, что эти расхождения устраняются при учете поверхностного заряда, обусловленного заряженными дефектами, локализованными на гетерогранице. Для конкретной структуры в системе $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$, изучавшейся в лаборатории С. Г. Конникова, поверхностная концентрация таких дефектов N_s оказалась по нашей оценке порядка $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Эта концентрация достаточно низкая, она сопоставима с концентрацией дефектов на границе раздела кремния с собственным окислом. Однако она оказывается уже вполне достаточной для того, чтобы произвести очень значительные изменения на ВФХ.

Теория, предлагаемая в данной работе, аналогична [1, 3] и является сильно упрощенной. Подобно теории Шокли, она не учитывает влияния свободных носителей на распределение электрического поля в областях поверхностного заряда (ОПЗ), прилегающих к барьеру и гетерогранице. Как нами показано в

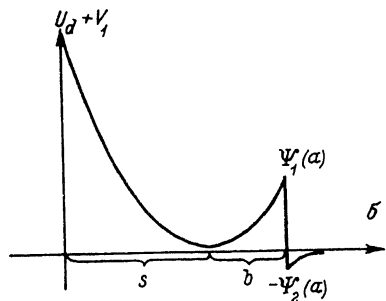
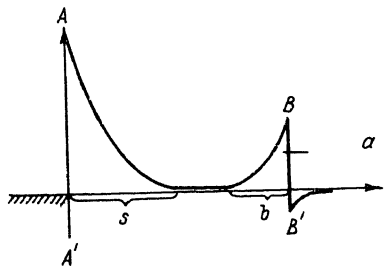


Рис. 1. Энергетическая диаграмма $m-s$ -гетеро-структуры.

a — при наличии квазинейтральной области в широкозон-ной прослойке; b — при исчезновении квазинейтральной области.

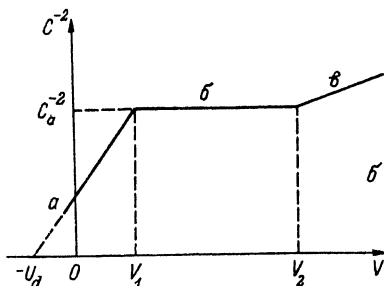
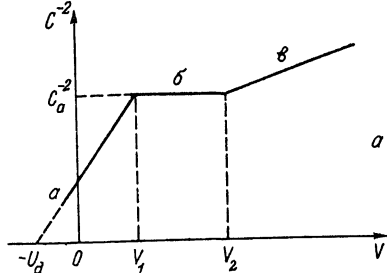


Рис. 2. Схематическое изображение ВФХ.

a — в отсутствие заряда, встроенного в гетеропереход; b — при наличии встроенного заряда.

работе [4], такое приближение справедливо лишь при низких температурах. К счастью, экспериментальная ВФХ, полученная в лаборатории С. Г. Конникова, снята при температуре $T = 100$ К, когда указанное выше приближение оказы-вается справедливым. В этом случае, согласно нашей работе [3], зависимость $C^{-2}-V$ (где C — барьерная емкость, V — приложенное смещение) описывается совокупностью прямолинейных отрезков, схематически изображенных на рис. 2, a . Формулы, дающие характерные точки излома ВФХ V_1 и V_2 , а также величину емкости на плато C_a , будут приведены далее.

1. Основные результаты работы

Наклоны участков a и b , так же как и ранее в работах [3, 4], определяются концентрацией носителей широкозонной прослойки и узкозонной толщи соответственно. Напряжение V_1 , соответствующее выходу на плато, описывается формулой

$$V_1 = V_a + \Delta\Psi - U_d - \frac{4\pi eN_s}{\kappa_2 \epsilon_2} - 2\sqrt{V_a(\Delta\Psi - 4\pi eN_s/\kappa_2 \epsilon_2)}, \quad (1)$$

где

$$V_a = 2\pi eN_1 a^2 / \epsilon_1 \quad (2)$$

— характерный параметр напряжения, определяемый концентрацией доноров N_1 широкозонной прослойки, ее диэлектрической проницаемостью ϵ_1 и толщиной a . Эффективная величина разрыва зоны $\Delta\Psi$ несколько отличается от истинного разрыва зоны проводимости ΔE_c на гетеропереходе:

$$\Delta\Psi = \Delta E_c + \frac{kT}{e} \ln(N_1 N_{c2} / N_2 N_{c1}), \quad (3)$$

где N_2 — концентрация носителей в узкозонной толще, N_{c1} и N_{c2} — эффективные плотности состояний в широкозонной и узкозонной областях соответственно. Величина U_d — диффузионная разность потенциалов контакта и бесгранично толстого широкозонного слоя. Она определяет емкостное напряжение отсечки ($V_{отс} = -U_d$) в области прямого смещения, как это показано на рис. 2. Обратный дебаевский радиус κ_2 определяется обычной формулой:

$$\kappa_2^2 = 4\pi e^2 N_2 / \epsilon_2 kT. \quad (4)$$

Поверхностный заряд на гетеропереходе

$$\sigma = eN_s, \quad (5)$$

связан с поверхностной концентрацией заряженных дефектов N_s . Используемая здесь модель заряда на гетерогранице заключается в том, что мы предполагаем величину N_s постоянной, не зависящей от напряжения смещения. Мы считаем, что энергетический уровень электрона на дефекте расположен где-то в средней части разрыва в зоне проводимости, как это изображено схематически на рис. 1, a (черточка в сечении BB'). Поскольку этот уровень лежит выше уровня Ферми в узкозонной толще, эти состояния будут полностью ионизированными. При $N_s \rightarrow 0$ формула (1) переходит в формулу, полученную для V_1 в работе [3]. Горизонтальный участок b (рис. 2), так же как и в [3], определяется толщиной прослойки a . Значение емкости на плато C_a определяется формулой

$$C_a = \epsilon_1 S / 4\pi a, \quad (6)$$

где S — площадь структуры.

Напряжение V_2 , соответствующее окончанию плато на рис. 2, описывается выражением

$$V_2 = V_a - U_d + \Delta\Psi + \frac{4\pi\sigma}{\epsilon_1} a. \quad (7)$$

Влияние поверхностного заряда гораздо сильнее сказывается на напряжении V_2 , чем на напряжении V_1 , что и показано на рис. 2, a и b .

Излагаемая здесь теория дает два соотношения — (7) и (11), которые связывают характерные напряжения изломов на ВФХ V_1 и V_2 с разрывом зоны $\Delta\Psi$ и величиной встроенного заряда σ . Таким образом, экспериментальные значения V_1 и V_2 позволяют рассчитать разрыв зоны проводимости $\Delta\Psi$ и заряд, встроенный в гетеропереход.

2. Сравнение теории с экспериментальными результатами

На рис. 3 сплошной кривой изображена экспериментальная ВФХ, снятая в лаборатории С. Г. Конникова, на $p^+ - n$ -структуре с гетеропереходом в системе $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Площадь структуры $S = 3.85 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$; p^+ -область легирована гораздо сильнее, чем n -область. Концентрация электронов в широкозонной прослойке, определенная по наклону участка a , $N_1 = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; концентрация электронов в узкозонной толще, определенная по наклону b , $N_2 = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Диэлектрические проницаемости были приняты: $\epsilon_1 = 12.2$ для широкозонной области и $\epsilon_2 = 13.1$ для узкозонной толщи. Толщина прослойки a , определенная по значению емкости на плато, оказалась равной 0.82 мкм, что дает параметр

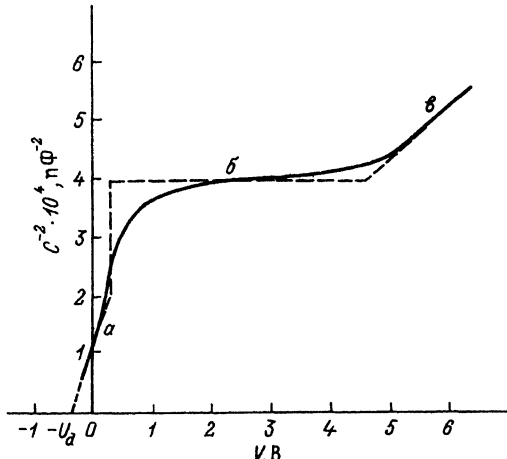


Рис. 3. ВФХ $p^+ - n$ -гетероструктуры.

Сплошная линия — экспериментальная кривая, штриховая — теоретическая.

напряжения $V_a = 1.28$ В. Значение диффузионной разности потенциалов, определенное по экстраполяции линейного участка a , оказалось равным $U_d = 0.33$ В. Аномально малое значение величины U_d связано, по-видимому, с влиянием ДХ-центров.

Обсудим теперь выбор величин V_1 и V_2 . Заметим, что экспериментальная ВФХ, изображенная на рис. 3 сплошной кривой, отличается от теоретической (штриховая линия на рис. 3) тем, что изломы на ней сглажены. Это различие обусловлено конечностью температуры ($T = 100$ К), как это отмечалось нами ранее в работах [4, 5]. Как видно из рис. 3, вместо скачка при напряжении V_1 появился перегиб. В работе [5] было показано, что абсцисса точки перегиба (при конечной температуре) совпадает с абсциссой скачка (при $T = 0$ К). Таким образом, по экспериментальной кривой мы выбираем значение $V_1 = 0.3$ В. Напряжение V_2 соответствует излому на теоретической кривой ($T = 0$ К) там, где оканчивается плато. При конечной температуре излом также замывается. Мы определяем V_2 как точку пересечения экстраполяции прямолинейного участка $в$ с горизонтальным участком $б$. Горизонталь проводится через вторую точку перегиба, так это было сделано в [5]. Таким образом, было получено, что $V_2 = 4.6$ В. Совместное решение уравнений (1) для V_1 и (7) для V_2 дает значения $\Delta\psi = 0.27$ В и $N_s = 2.9 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Отсюда следует, что $\Delta E_c = 0.28$ эВ. С другой стороны, независимые измерения состава слева и справа от гетерограницы приводят к заключению о том, что $\Delta E_g = 0.3$ эВ. Сравнивая это значение с $\Delta E_c = 0.28$ эВ, мы делаем вывод о том, что разрыв запрещенной зоны почти целиком приходится на зону проводимости.

Обсудим теперь, как влияет выбор параметров $\Delta\psi$ и N_s на вид ВФХ. Если считать, что встроенный заряд отсутствует ($N_s = 0$), то при изменении $\Delta\psi$ будет изменяться напряжение смыкания V_1 . Чтобы получить $V_1 = 0.3$ В, потребуется положить $\Delta\psi = 0.17$ В. При этом напряжение V_2 оказывается однозначно определенным и равным 2 В. Таким образом, ширина плато, рассчитанная теоретически, оказывается в 2 раза меньше экспериментального значения. Если принять $N_s = 3 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$, т. е. таким, как это было принято в работе [6], то величины $\Delta\psi$, V_1 и V_2 остаются практически неизменными, т. е. ширина плато по-прежнему будет в 2 раза меньше экспериментальной. Если же попытаться изменить параметры структуры таким образом, чтобы ширина плато оказалась бы равной 4 В, как при эксперименте, то напряжение V_1 окажется равным не

0.3 В, а приблизительно 20 В, как это получалось в расчетах Доннелли [2]. Таким образом, при $N_s = 0$ никаким способом невозможно получить теоретически ВФХ, близкую к экспериментальной.

3. Теоретический анализ условий истощения широкозонного слоя

Если в широкозонной прослойке существует квазинейтральный слой (рис. 1, а), то ОПЗ, которые он разделяет, друг с другом никак не связаны. Толщина ОПЗ, прилегающей к барьеру, s , определяется известным соотношением

$$s = \sqrt{\varepsilon_1 (U_d + V) / 2\pi e N_1}. \quad (8)$$

Аналогичной формулой определяется и толщина ОПЗ, прилегающая к гетерогранице, с заменой $(U_d + V)$ на $\Psi(a)$, где $\Psi_1(a)$ — высота пичка на рис. 1. Однако высота пичка не известна заранее; можно лишь утверждать, что

$$\Psi_1(a) - \Psi_2(a) = \Delta\Psi, \quad (9)$$

где $(-\Psi_2(a))$ — глубина провала потенциала в узкозонной области. Для того чтобы найти связь между $\Psi_1(a)$ и $\Psi_2(a)$, следует написать кроме условия (10) уравнения Пуассона в широкозонной и узкозонной областях:

$$d^2\Psi_1/dx^2 = 4\pi e N_1 / \varepsilon_1, \quad x < a, \quad (10)$$

$$d^2\Psi_2/dx^2 = 4\pi e^2 N_2 \Psi_2 / \varepsilon_2, \quad x > a. \quad (11)$$

Уравнение (11) является линеаризованным уравнением Пуассона в области обогащения свободными носителями справа от гетерограницы. Уравнение (10) является обычным приближением истощенного слоя для широкозонной области. Кроме того, следует написать граничное условие для индукции на гетеропереходе с учетом поверхностного заряда:

$$\varepsilon_2 d\Psi/dx|_{x=a} - \varepsilon_1 d\Psi/dx|_{x=a} = 4\pi\sigma. \quad (12)$$

Решая уравнения (10) и (11), получим

$$\Psi_1 = 2\pi e N_1 (x - a + b)^2 / \varepsilon_1, \quad (13)$$

$$\Psi_2 = \Psi_2(a) \exp(-\kappa_2(x - a)). \quad (14)$$

Подставляя (13), (14) в (9) и (12), получим уравнение для толщины ОПЗ b :

$$b^2 + \frac{2\varepsilon_1}{\varepsilon_2\kappa_2} b + \frac{2\varepsilon_1}{\varepsilon_2\kappa_2} \frac{N_s}{N_1} - \frac{\varepsilon_1\Delta\Psi}{2\pi e N_1} = 0, \quad (15)$$

откуда для b получается следующее выражение:

$$b = \sqrt{\frac{\varepsilon_1\Delta\Psi}{2\pi e N_1} + \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_2^2\kappa_2^2} - \frac{2\varepsilon_1}{\varepsilon_2\kappa_2} \frac{N_s}{N_1}} - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2\kappa_2}. \quad (16)$$

Следует сразу отметить, что линеаризация уравнения Пуассона в узкозонной области, которая была использована в (12), правильна только лишь тогда, когда широкозонная прослойка легирована слабее, чем узкозонная толща. Именно таким случаем мы здесь и ограничимся. Тогда формулу (16) можно упростить, отбросив члены порядка дебаевского радиуса, по сравнению с толщиной b :

$$b = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \Delta \Psi}{2\pi e N_1} - \frac{2\varepsilon_1 N_s}{\varepsilon_2 \kappa_2 N_1}}. \quad (17)$$

Истощение широкозонного слоя, т. е. исчезновение в нем квазинейтральной области, соответствует условию смыкания двух ОПЗ:

$$s + b = a. \quad (18)$$

Используя выражения (8) и (17), получим

$$\sqrt{U_d + V_1} + \sqrt{\Delta \Psi - 4\pi e N_s / \kappa_2 \varepsilon_2} = \sqrt{V_a}. \quad (19)$$

Уединяя радикал, содержащий V_1 , и возводя в квадрат, мы придем к формуле (1).

4. Теоретический анализ условий возникновения истощенного слоя в узкозонной области

До тех пор пока в широкозонной области имеется квазинейтральный слой, в узкозонной толще существует слой обогащения толщиной порядка дебаевского радиуса, который прилегает к гетеропереходу. Этот слой начинает постепенно истощаться после смыкания двух ОПЗ в широкозонной области ($V > V_1$) и исчезает полностью при $V = V_2$. Если внешнее смещение $V > V_2$, то в узкозонной области появляется истощенный слой. В начальный момент появления истощенной области в узкозонной толще потенциал $\Psi_2(x) = 0$. Широкозонная прослойка при этом полностью истощена и для нее справедливо уравнение Пуассона (10). Его решение имеет вид

$$\Psi_2(x) = V_2 + U_d - Ex + 2\pi e N_1 x^2 / \varepsilon_1. \quad (20)$$

Константы интегрирования V_2 и E следует найти из двух граничных условий:

$$\Psi_1(a) = \Delta \Psi; \quad -\varepsilon_1 d\Psi / dx|_{x=a} = 4\pi\sigma. \quad (21)$$

Это дает выражение (7) для V_2 и формулу для E :

$$E = 4\pi e (N_s + N_1 a) / \varepsilon_1. \quad (22)$$

Следует отметить, что при $N_1 = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $a = 0.82 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ и $N_s = 2.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ поле у контакта возрастает более чем в 2 раза за счет влияния поверхностного заряда. Таким образом, при выборе условий наблюдений ВФХ непременно следует учитывать возможное усиление поля на контакте за счет влияния заряда, встроенного в гетеропереход, с тем чтобы ВФХ оказалась доступной для наблюдения в отсутствие лавинного пробоя.

В заключение авторы выражают благодарность С. Г. Конникову, М. М. Соболеву и А. В. Гитцовичу за предоставление экспериментальной ВФХ и обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lee S. Ch., Pearson G. L. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1980. V. ED-27. N 4. P. 844—850.
- [2] Donnelly J. P. // Sol. St. Electron. 1982. V. 25. N 7. P. 669—677.
- [3] Константинов О. В., Львова Т. В., Панахов М. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1283—1290.
- [4] Бычковский Д. Н., Константинов О. В., Панахов М. М. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 4. С. 660—669.
- [5] Бычковский Д. Н., Константинов О. В., Панахов М. М. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 4. С. 653—668.
- [6] Kroemer H., Chien Wu-Yi // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. N 4. P. 295—297.