

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕИДЕАЛЬНЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ КРЕМНИЙ—АРСЕНИД ГАЛЛИЯ МЕТОДОМ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ

Ерошкин А. В., Лактюшкин В. Н.

На основании анализа экспериментальных результатов, полученных при исследовании гетеропереходов Si—GaAs методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней, а также вольтфарадных и вольтамперных характеристик, предложена модель зонной диаграммы гетероперехода. Модель характеризуется большим разрывом зоны проводимости на границе раздела полупроводников (0.7 эВ).

Характерным свойством гетеропереходов (ГП) является разрыв краев зон ΔE_c и ΔE_v на границе раздела [1]. Однако для ГП в системе Si—GaAs имеется крайне мало экспериментальных работ, посвященных определению величин скачков зон. Мы можем привести лишь работу [2], в которой значение $\Delta E_c = 0.05$ эВ было найдено методом фотоэмиссионной спектроскопии для случая вакуумного осаждения аморфного Si на монокристаллическую подложку GaAs (110).

Известно, что свойства границы раздела ГП в значительной степени зависят от условий и метода изготовления [3] и оказывают решающее влияние на электрические характеристики приборов с ГП. С учетом этого представляется важным изучение эффектов, происходящих вблизи или на поверхности раздела с помощью современных электрофизических методов.

В данной работе приведены результаты исследований ГП Si—GaAs методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ) [4]. Обоснованность применения РСГУ к определению разрыва зон полупроводников на границе раздела вытекает из данных работы [5], в которой метод РСГУ был использован для исследования двойной гетероструктуры.

Получение резких ГП осуществлялось путем низкотемпературного нанесения тонких гетероэпитаксиальных пленок Si на подложку GaAs ориентации (100), $n-n^+$ -типа в условиях сверхвысокого вакуума. Толщина n -слоя GaAs составляла 1.0 мкм, концентрация электронов в нем $2.6 \cdot 10^{17}$ см⁻³, толщина гетероэпитаксиального слоя кремния 330 Å. Полученный слой Si был p -типа с концентрацией акцепторов $8 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Для обеспечения максимальной чистоты процесса испарение Si осуществлялось из взвешенного состояния в электромагнитном поле. При этом за счет полного исключения какого-либо физического контакта испаряемого материала с элементами технологического оборудования снижался уровень неконтролируемых примесей в эпитаксиальном слое.

На основании исследований, проведенных методами дифракции быстрых электронов, трехкристальной рентгеновской дифрактометрии, электронной оже-спектроскопии и масс-спектроскопии вторичных ионов, установлено, что обеспечивалось выращивание монокристаллических пленок Si с резкой границей пленка—подложка.

Для измерения электрических параметров на свежевывращенный гетероэпитаксиальный слой Si в едином технологическом цикле также методом полностью бесконтактного испарения наносился барьер Шоттки. В качестве барьеро-

образующего металла использовался титан. Затем на структурах формировались меза-диоды площадью $7.85 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$.

Вольтамперные характеристики (ВАХ) барьеров Шоттки с ГП в области пространственного заряда, измеренные в интервале температур $77-400 \text{ К}$, обладали четко выраженным выпрямлением и низкими токами утечки, что определило возможность применения метода РСГУ для исследования свойств границы ГП.

Спектры РСГУ, полученные для данных ГП, приведены на рис. 1. При обратном напряжении смещения (U_{06}) на ГП более 0.5 В на спектре наблюдается только один высокотемпературный пик, причем форма пика однозначно свидетельствует о дискретности соответствующего ему глубокого уровня (ГУ). Поэтому, учитывая, что для случая несогласованных ГП характерно непрерывное энергетическое распределение пограничных состояний (ПС) [6], трудно объяснить появление пика на спектре перезарядкой этих ПС, хотя исследование зависимости высоты пика от напряжения заполняющего импульса с учетом

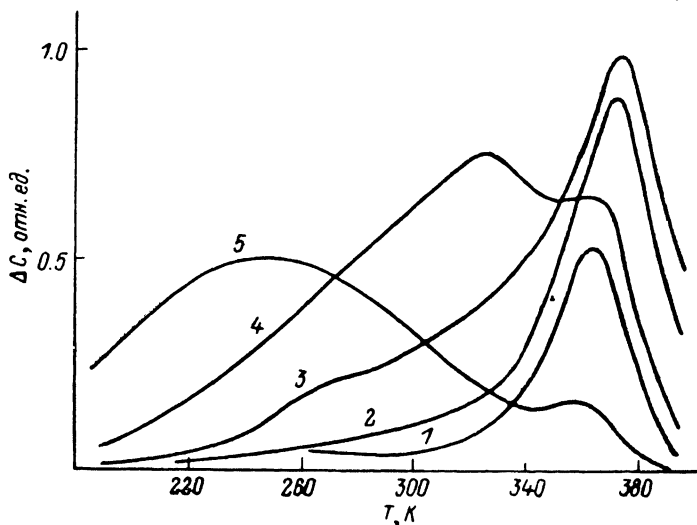


Рис. 1. Спектры РСГУ ГП при различных напряжениях смещения.

$U, \text{ В}$: 1 — -2.0 , 2 — -1.2 , 3 — -0.5 , 4 — $+0.2$, 5 — $+0.4$. Постоянная времени 0.42 мс , напряжение импульса заполнения $+0.6 \text{ В}$.

вольтфарадных характеристик (ВФХ) показало, что ГУ локализован на границе раздела $\text{Si}-\text{GaAs}$ или вблизи нее. Вместе с тем зависимость энергии ионизации этого уровня от напряжения смещения отличается от подобной зависимости для известных объемных ГУ в Si или GaAs . Энергия ионизации данного ГУ имеет максимальное значение $E=0.64 \text{ эВ}$ при $U_{06}=0.4 \text{ В}$ и уменьшается при увеличении или уменьшении U_{06} . Энергия ионизации при этом рассчитывалась согласно [4], но в предположении постоянства предэкспоненциального множителя в зависимости скорости термоэмиссии носителей заряда с ГУ от температуры. На спектрах РСГУ изменение E проявляется как смещение пика в сторону низких температур.

Процесс заполнения этого ГУ исследовался по зависимости высоты соответствующего пика от напряжения и длительности заполняющего импульса (t_c), а также в зависимости от температуры. При исследовании процесса заполнения обнаружены некоторые отличия от случая обычных объемных ГУ. Например, при малых длительностях заполняющего импульса ($t_c < 1 \text{ мкс}$) высота пика пропорциональна t_c , как и для обычных ГУ (т. е. скорость захвата носителей постоянна), но сильно зависит от температуры (экспоненциально с энергией активации около 0.5 эВ) и от напряжения заполняющего импульса. Другая особенность заключается в том, что при больших длительностях импульса заполнения зависимость высоты пика от t_c близка к логарифмической функции.

В силу отмеченных выше особенностей высокотемпературный пик не объясняется и объемными ГУ, расположенными у границы ГП.

При малых смещениях яряду с высокотемпературным пиком появляется и широкий низкотемпературный пик (рис. 1), для которого характерно резкое увеличение высоты с уменьшением $U_{об}$.

Все наблюдаемые особенности спектров РСГУ могут быть полностью объяснены в рамках представленной на рис. 2 модели зонной диаграммы структуры GaAs—Si—Ti. Она составлена с учетом ВФХ, ВАХ, температурных зависимостей ВФХ и ВАХ, а также с учетом следующих допущений.

1. Пик с энергией активации 0.64 эВ, вероятно, обусловлен наличием большого разрыва зон ΔE_c на границе полупроводников, вследствие чего эмиссия

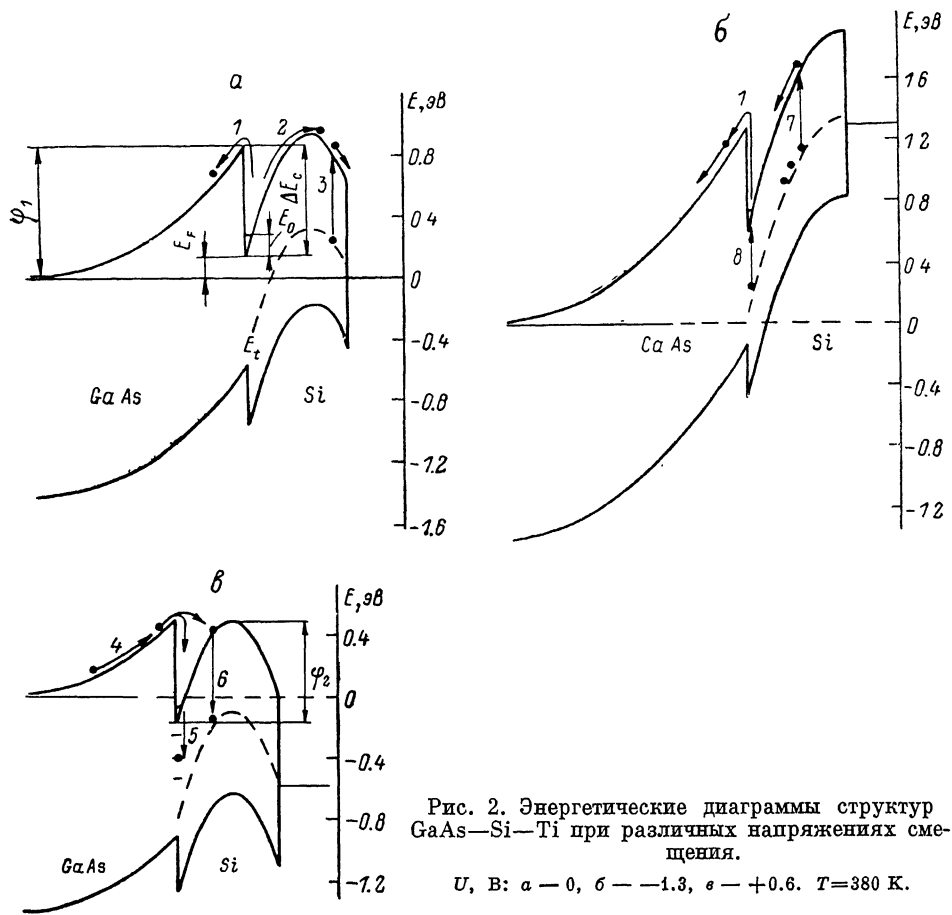


Рис. 2. Энергетические диаграммы структур GaAs—Si—Ti при различных напряжениях смещения.

U, В: а — 0, б — -1.3, в — +0.6. T=380 К.

электронов из потенциальной ямы (ПЯ) треугольной формы с уровня, расположенного на расстоянии E_0 от ее дна (процессы 1, 2 на рис. 2, а), дает на спектрах пик с большой энергией активации.

2. В Si имеется большое количество электронных ловушек, максимум энергетического распределения которых E_t расположен около середины запрещенной зоны. О наличии ловушек свидетельствует появление широкого низкотемпературного пика на спектрах РСГУ при малых смещениях на структуре, когда электроны, эмиттируемые с ловушек, расположенных в ближней к металлу части Si, не захватываются ямой, а выносятся в металл (процесс 3 на рис. 2, а). Наличие неподвижного пространственного заряда в Si из-за захвата носителей на ловушки затрудняет процесс перезаполнения ПЯ за счет эмиссии носителей из металла (энергетический барьер из ПЯ в металл становится больше барьера из ПЯ в GaAs), и поэтому для равновесных условий (рис. 2, а) преобладающим является процесс перезаполнения ПЯ путем обмена электронами с зоной проводимости GaAs.

3. На границе раздела Si—GaAs существует положительный заряд, связанный с ПС. Поверхностная плотность заряда до $5 \cdot 10^{-7}$ Кл/см².

Теоретическое выражение для скорости термической эмиссии электронов из ПЯ может быть получено следующим образом. В условиях термодинамического равновесия поток электронов в яму I_1 равен потоку эмиттированных из этой ямы электронов I_2 . Поэтому для нахождения скорости эмиссии электронов из ПЯ необходимо найти поток электронов, захватываемых ямой. Он легко находится путем использования известного уравнения для термоэлектронной эмиссии [7] в предположении, что все электроны, покинувшие GaAs, претерпевают рассеяние и захватываются на дискретный уровень в ПЯ. На основе этого уравнения поток электронов в ПЯ

$$I_1 = \frac{4\pi m_1^* (kT)^2}{h^3} \exp\left(-\frac{(\Delta E_c - E_F)q}{kT}\right), \quad (1)$$

где m_1^* — эффективная масса электронов в GaAs, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, h — постоянная Планка, E_F — разность энергий между уровнем Ферми и дном ПЯ, q — заряд электрона.

Поток эмиттированных из ямы электронов запишется в виде

$$I_2 = eN_0, \quad (2)$$

где e — скорость термоэмиссии электронов из ПЯ, N_0 — количество электронов, захваченных на уровень E_0 , приходящееся на единицу площади поверхности раздела. При этом

$$I_1 = I_2. \quad (3)$$

Величина N_0 , согласно [8], определяется выражением

$$N_0 = \frac{4\pi m_2^* kT}{h^2} \ln\left(1 + \exp\frac{E_F - E_0}{kT}\right), \quad (4)$$

где m_2^* — эффективная масса электронов в ПЯ. Это выражение для случая $E_F - E_0 < -kT$ может быть переписано в виде

$$N_0 = \frac{4\pi m_2^* kT}{h^2} \exp\frac{(E_F - E_0)q}{kT}. \quad (5)$$

Используя (1)—(3) и (5), получим

$$e = \frac{m_1^*}{m_2^*} \frac{kT}{h} \exp\left(-\frac{(\Delta E_c - E_0)q}{kT}\right). \quad (6)$$

Постоянная времени изменения концентрации электронов в ПЯ будет определяться соответственно выражением

$$\tau = 1/e. \quad (7)$$

Таким образом, ПЯ ведет себя как ловушка электронов и может регистрироваться методом РСГУ, причем энергия ионизации, определяемая из спектров РСГУ, будет даваться выражением

$$E = \Delta E_c - E_0. \quad (8)$$

Согласно [8], величина E_0 может быть вычислена по формуле

$$E_0 = \left(\frac{h^2}{8\pi^2 m_2^*}\right)^{1/3} \left(\frac{9}{8} \pi q F\right)^{2/3}, \quad (9)$$

где F — напряженность электрического поля на границе раздела ГП. В рассматриваемой экспериментальной ситуации анализ ВФХ дает $F = 3.9 \cdot 10^5$ В/см и, следовательно, $E_0 = 0.09$ эВ.

Приведенная выше модель объясняет изменение энергии ионизации E с изменением напряжения на ГП. При больших U_{00} на ГП (более 0.5 В) выброс

электронов из ямы идет в сторону GaAs (процесс 1 на рис. 2, б). В этом случае с уменьшением U_{06} снижается напряженность поля F на границе раздела полупроводников, что, в свою очередь, в соответствии с выражениями (8) и (9) приводит к увеличению энергии ионизации E . По достижении обратного напряжения 0.5—0.4 В энергетический барьер для электронов в сторону металла становится близким к барьеру в сторону GaAs. В связи с этим часть электронов начинает эмиттироваться в сторону металла, что ведет к увеличению скорости эмиссии электронов. При дальнейшем уменьшении U_{06} барьер в сторону металла становится более низким, что приводит в конечном счете к сдвигу пика в сторону низких температур. Кроме этого, понижается и барьер для эмиссии электронов из GaAs в ПЯ, что вызывает поток электронов в яму (процесс 4 на рис. 2, в). В связи с этим происходит эмиссия из ямы не всех электронов (это отражается на спектрах РСГУ как снижение интенсивности пика).

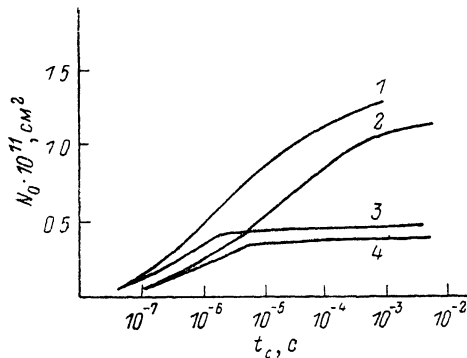


Рис. 3. Экспериментальные (1, 2) и теоретические (3, 4) зависимости концентрации электронов N_0 в потенциальной яме от длительности t_c импульса заполнения.

Т, К: 1, 3 — 348, 2, 4 — 324.

Отметим, что формула (6) позволяет из спектров РСГУ оценить значение эффективной массы электронов в ПЯ m_2^* . В этом случае сначала определяется величина E по температурному положению пиков на спектрах, записанных для разных постоянных времени, причем с учетом температурной зависимости предэкспоненциального множителя в выражении (6), а затем вычисляется величина m_2^* . В данном случае E оказалась

равной 0.61 ± 0.05 эВ, а $m_2^* = \left(14 \begin{smallmatrix} +40 \\ -10 \end{smallmatrix}\right) m_1^*$. Теперь, используя (8) и (9), можно определить ΔE_c . Для рассматриваемого случая $\Delta E_c = 0.70 \pm 0.05$ эВ.

В рамках данной модели можно описать и процесс заполнения ПЯ электронами. Изменение концентрации электронов в яме, если исходить также из уравнения термоэлектронной эмиссии, будет определяться выражением

$$dN_0 = \left[\left(\frac{kT}{2\pi m_1^*} \right)^{1/2} n_0 \exp\left(-\frac{q\varphi_1}{kT}\right) - \frac{kT}{h} N_0 \exp\left(-\frac{(\varphi_2 - E_0)q}{kT}\right) \right] dt, \quad (10)$$

где n_0 — равновесная концентрация электронов в электронейтральном GaAs, φ_1 — величина изгиба дна зоны проводимости GaAs, φ_2 — величина изгиба дна зоны проводимости Si от границы раздела полупроводников до максимального значения энергии дна зоны проводимости Si. Заметим, что в данном уравнении необходимо учитывать изменение изгибов зон φ_1 и φ_2 в процессе накопления заряда в ПЯ.

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости величины N_0 от длительности импульса заполнения и для сравнения те же зависимости, рассчитанные на ЭВМ из уравнения (10) с учетом изменения φ_1 и φ_2 . Видно, что при больших значениях t_c экспериментальная величина N_0 превышает теоретическую. Это, по-видимому, объясняется захватом электронов из ПЯ при ее заполнении пограничными состояниями и объемными ловушками в Si, находящимися близко к ПЯ (процессы 5, 6 на рис. 2, в). При подаче обратного напряжения смещения одновременно с эмиссией электронов из ПЯ происходит переход электронов с ловушек и ПС в потенциальную яму (процессы 7, 8 на рис. 2, б), что ведет к кажущемуся увеличению концентрации N_0 , определяемой из спектров. Этим объясняется и единственность пика на спектре РСГУ.

Таким образом, в данной работе проведено исследование гетеропереходов Si—GaAs методом РСГУ. Предложена модель энергетической диаграммы перехода, объясняющая особенности спектров РСГУ. Характерной чертой энергетической диаграммы является наличие большого разрыва зон полупроводников (0.7 эВ).

Л и т е р а т у р а

- [1] Milnes A. G. — Sol. St. Electron., 1986, v. 29, N 2, p. 99—121.
- [2] Katnani A. D., Stoffel N. G., Daniels R. R. et al. — J. Vac. Sci. Techn., 1983, v. A1, N 2, p. 692—694.
- [3] Шарма Б. Л., Пурохит Р. К. Полупроводниковые гетеропереходы. М., 1979. 232 с.
- [4] Lang D. V. — J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 7, p. 3023—3032.
- [5] Martin P. A., Mechan K., Gavrilovic et al. — J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 8, p. 4689—4691.
- [6] Singh J., Madhukar A. — J. Vac. Sci. Techn., 1981, v. 19, N 3, p. 437—442.
- [7] Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. М., 1984. 455 с.
- [8] Hsieh T. C., Hess K., Coleman J. J. et al. — Sol. St. Electron., 1983, v. 26, N 12, p. 1173—1176.

Получена 21.05.1986
Принята к печати 22.03.1987

