

УДК 621.382

## ВОЛЬТ-ФАРАДНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ AlGaAs/GaAs С СЕЛЕКТИВНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ

Н.Б. Горев, И.Ф. Коджеспирова, Е.Н. Привалов

Институт технической механики НАН Украины и НКА Украины, 49005, г. Днепропетровск, ул. Лешко-Попеля, 15  
Поступила в редакцию 29 апреля 2009 г.

Проведен численный расчет зависимости определяемой при измерениях кажущейся барьерной емкости гетероструктур AlGaAs/GaAs с селективным легированием от амплитуды измерительного переменного напряжения. Получено соотношение, выражающее измеренную кажущуюся емкость через фактическую емкость и эту амплитуду. С использованием этого соотношения и результатов упомянутого численного расчета показано, что имеющие участки крутого падения вольт-фарадные характеристики гетероструктур AlGaAs/GaAs с селективным легированием могут быть измерены при умеренно малых амплитудах переменного напряжения (порядка 100 мВ) за счет проведения измерений на двух различных амплитудах.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** арсенид галлия, гетероструктуры с селективным легированием, барьер Шоттки, барьерная емкость, вольт-фарадные измерения.

Проведено числовий розрахунок залежності позірної бар'єрної ємності гетероструктур AlGaAs/GaAs з селективним легуванням, що визначається при вимірюваннях, від амплітуди вимірювальної змінної напруги. Одержано співвідношення, що виражає виміряну позірну ємність через фактичну ємність та цю амплітуду. З використанням цього співвідношення та результатів вищезгаданого числового розрахунку показано, що вольт-фарадні характеристики гетероструктур AlGaAs/GaAs з селективним легуванням, що мають ділянки крутого падіння, можуть бути виміряні при помірно малих амплітудах змінної напруги за рахунок проведення вимірювань на двох різних амплітудах.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** арсенід галію, гетероструктури з селективним легуванням, бар'єр Шоткі, бар'єрна ємність, вольт-фарадні вимірювання.

The dependence of the measured apparent capacitance of selectively doped AlGaAs/GaAs heterostructures on the amplitude of the measuring ac voltage is calculated numerically. An expression that gives the measured apparent capacitance as a function of the true capacitance and the above amplitude is derived. Using this expression and the results of the above numerical calculation, it is shown that capacitance-voltage characteristics of selectively doped AlGaAs/GaAs heterostructures, which feature steeply dropping regions, may be measured at moderately small amplitudes of the measuring ac voltage (of the order of 100 mV) at the expense of taking measurements at two different amplitudes.

**KEY WORDS:** gallium arsenide, selectively doped heterostructures, Schottky barrier, barrier capacitance, capacitance-voltage measurements.

К числу наиболее быстродействующих полупроводниковых приборов относятся полевые транзисторы на гетероструктурах с селективным легированием [1]. Чаще всего в качестве материалов для таких гетероструктур используются GaAs и твердый раствор  $Al_xGa_{1-x}As$ . Для определения параметров этих гетероструктур широко используются вольт-фарадные методы [2-4]. Однако измерение вольт-фарадных характеристик гетероструктур может быть сопряжено с трудностями. Дело в том, что эти вольт-фарадные характеристики имеют участок крутого падения в области порогового напряжения [1]. Поэтому для того чтобы измеренная барьерная емкость совпадала с фактической, амплитуда переменного напряжения, прикладываемого к барьеру Шоттки для измерения емкости, должна быть достаточно малой. Измерения же на таких малых амплитудах могут быть затруднены, в частности вследствие проблемы шума. В настоящей работе предлагается метод измерения вольт-фарадных характеристик гетероструктур с селективным легированием с использованием умеренно малых амплитуд переменного напряжения (порядка 100 мВ).

### СВЯЗЬ МЕЖДУ КАЖУЩЕЙСЯ И ФАКТИЧЕСКОЙ ЕМКОСТЬЮ

Обычно барьерная емкость  $C$  определяется из измерений следующим образом

$$C = \frac{1}{\omega} \frac{I_{AC}}{V_{AC}}, \quad (1)$$

где  $\omega$  и  $V_{AC}$  – амплитуда и круговая частота переменного напряжения  $\tilde{V} = V_{AC} \sin \omega t$ , приложенного к барьеру вместе с постоянным напряжением  $V_{DC}$ ;  $I_{AC}$  – амплитуда переменного тока  $\tilde{I}$  через барьерную

емкость (тока смещения). Однако в общем случае выражение (1) дает кажущуюся емкость  $C_{ap}$ , которая может отличаться от фактической. Действительно, ток смещения  $\tilde{I}$  следующим образом выражается через электрическое поле  $E_b$  на границе металл-полупроводник

$$\tilde{I} = \varepsilon\varepsilon_0 S \frac{dE_b}{dt} = \varepsilon\varepsilon_0 S \frac{dE_b}{dV} \frac{dV}{dt}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $S$  – площадь барьерного контакта,  $V = V_{DC} + \tilde{V}$  – полное напряжение на барьере.

Используя соотношение

$$C(V) = \varepsilon\varepsilon_0 S \frac{dE_b}{dV},$$

и разлагая  $C(V) = C(V_{DC} + V_{AC} \sin \omega t)$  в ряд по степеням  $V_{AC}$ , представим выражение для тока (2) в виде

$$\begin{aligned} \tilde{I} = \omega V_{AC} \left[ C(V_{DC}) + \frac{1}{8} C''(V_{DC}) V_{AC}^2 \right] \cos \omega t + \frac{1}{2} \omega C'(V_{DC}) V_{AC}^2 \sin 2\omega t - \\ - \frac{1}{8} \omega C''(V_{DC}) V_{AC}^3 \cos 3\omega t + O(V_{AC}^4) \end{aligned}$$

(здесь и далее штрихи обозначают дифференцирование).

Отсюда видно, что в общем случае ток  $\tilde{I}$  не является гармоническим. Если измерительная цепь выделяет только первую гармонику тока  $\tilde{I}$ , то амплитуда этой гармоники  $I_1$  с точностью до величины  $O(V_{AC}^4)$  равна

$$I_1 = \omega V_{AC} \left[ C(V_{DC}) + \frac{1}{8} C''(V_{DC}) V_{AC}^2 \right].$$

Из (1) следует, что в этом случае измеренная кажущаяся емкость дается выражением

$$C_{ap} = C(V_{DC}) + \frac{1}{8} C''(V_{DC}) V_{AC}^2. \quad (3)$$

Очевидно, для того чтобы емкость  $C_{ap}$  была близка к фактической емкости  $C(V_{DC})$ , амплитуда  $V_{AC}$  должна удовлетворять условию  $V_{AC}^2 \ll C(V_{DC}) / |C''(V_{DC})|$ . Однако выражение (3) наводит на мысль, что емкость  $C(V_{DC})$  может быть определена другим способом, при котором выполнение приведенного выше условия на  $V_{AC}$  не требуется. Действительно, можно измерить емкость  $C_{ap}$  при двух амплитудах  $V_{AC1}$  и  $V_{AC2}$  и затем найти  $C(V_{DC})$  из полученной при подстановке этих данных в (3) системы двух линейных уравнений относительно  $C(V_{DC})$  и  $C''(V_{DC})$ , что дает

$$C(V_{DC}) = C_{ap}(V_{AC1}) + \frac{C_{ap}(V_{AC1}) - C_{ap}(V_{AC2})}{(V_{AC2}/V_{AC1})^2 - 1}. \quad (4)$$

В некоторых случаях при определении параметров полупроводниковых структур используется вторая производная барьерной емкости, в частности точки перегиба вольт-фарадной характеристики [5, 6]. Из сказанного выше вытекает, что измерение кажущейся емкости при двух амплитудах переменного напряжения позволяет найти и вторую производную  $C''(V_{DC})$  без необходимости двойного численного дифференцирования измеренной вольт-фарадной зависимости:

$$C''(V_{DC}) = \frac{8[C_{ap}(V_{AC1}) - C_{ap}(V_{AC2})]}{V_{AC1}^2 - V_{AC2}^2}.$$

Если же нужна только точка перегиба, то, как следует из (3), ее можно найти как точку пересечения кривых кажущейся емкости, измеренных при различных значениях амплитуды  $V_{AC}$ . AlGaAs/GaAs

### РАСЧЕТ КАЖУЩЕЙСЯ ЕМКОСТИ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

Для проверки возможности определения фактической емкости описанным выше методом рассчитаем зависимость кажущейся емкости прямой гетероструктуры  $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с селективным легированием от амплитуды переменного напряжения  $V_{AC}$ , найдем из этой зависимости фактическую емкость как предельное значение кажущейся емкости при уменьшении  $V_{AC}$  и сравним эту фактическую емкость с емкостью, даваемой формулой (4).

Из (1) и (2) вытекает, что кажущуюся емкость можно представить в виде

$$C_{ap}(V_{DC}) = \varepsilon\varepsilon_0 S \frac{E_{b1}}{V_{AC}}, \quad (5)$$

где  $E_{b1}$  – амплитуда первой гармоники переменной составляющей  $\tilde{E}_b$  электрического поля  $E_b$  на границе металл–полупроводник при приложении к барьеру Шоттки напряжения  $V = V_{DC} + V_{AC} \sin \omega t$ .

Таким образом, для расчета кажущейся емкости надо знать зависимость  $E_b(V)$ . Поскольку гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , как правило, содержат глубокие центры захвата в слое  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $DX$ -центры) [7], то зависимость  $E_b(V)$  будет разной при разных частотах переменного напряжения. Для простоты рассмотрим предельный случай низкочастотной емкости, т.е. будем считать, что частота переменного напряжения достаточно низка для того, чтобы глубокие центры успевали перезаряжаться с изменением напряжения; в этом случае зависимость  $E_b(V)$  совпадает с зависимостью  $E_b(V_{DC})$ .

Рассмотрим прямую гетероструктуру  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с селективным легированием (металл –  $n$ - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  –  $p$ - $\text{GaAs}$ ), зонная диаграмма которой приведена на рис. 1. Слой  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  толщиной  $d$  содержит мелкие доноры с концентрацией  $N_D$  и энергией ионизации  $W_D$  и глубокие центры захвата электронов донорного типа с концентрацией  $N_t$  и энергией ионизации  $W_t$ , а слой  $\text{GaAs}$  содержит мелкие акцепторы с концентрацией  $N_A$ . Пусть к барьеру Шоттки приложено обратное напряжение  $V$ .

Концентрация легирующей примеси в слое  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  столь высока, что полупроводник является вырожденным и имеет место распределение Ферми–Дирака. Поэтому уравнение Пуассона для этого слоя имеет вид

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\varepsilon_1\varepsilon_0} \left[ \frac{N_D}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - q\varphi(x) + W_D}{kT}\right)} + \frac{N_t}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - q\varphi(x) + W_t}{kT}\right)} - N_{c1} \frac{\exp\left(\frac{E_F - q\varphi(x)}{kT}\right)}{1 + \frac{1}{4} \exp\left(\frac{E_F - q\varphi(x)}{kT}\right)} \right], \quad (6)$$

где  $x$  – координата, отсчитываемая от границы раздела металл–полупроводник,  $\varphi$  – электростатический потенциал, связанный с электрическим полем  $E$  соотношением  $\varphi = -dE/dx$ ,  $q$  – заряд электрона,  $\varepsilon_1$  – относительная диэлектрическая проницаемость  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $E_F$  – энергия Ферми,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $N_{c1}$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

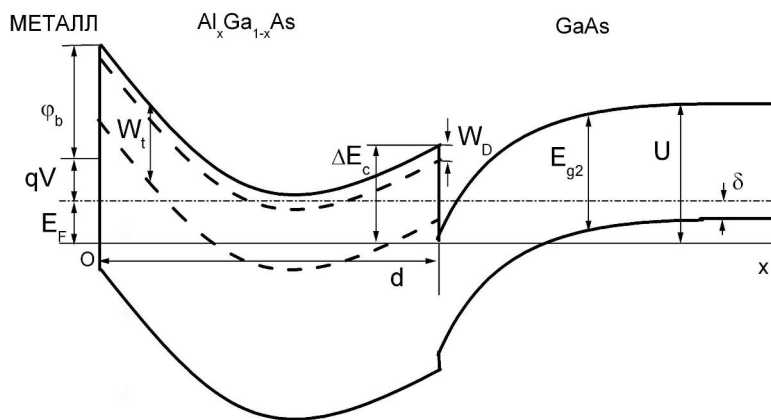


Рис.1. Зонная диаграмма прямой гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с селективным легированием

Первые два члена в квадратных скобках в уравнении (6) представляют собой концентрации незаполненных мелких и глубоких доноров, а третий – концентрацию свободных носителей, записанную в приближении Эренберга. Начальные условия для уравнения (6) на гетерогранице имеют вид

$$\varphi(d) = \Delta E_c / q, \quad d\varphi/dx|_{x=d} = -E_{j1}, \quad (7)$$

где  $\Delta E_c$  – разрыв зоны проводимости,  $E_{j1}$  – электрическое поле на гетерогранице со стороны  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

Двумерный электронный газ в слое GaAs описывается с использованием модели, предложенной в [8, 9], которая учитывает полный энергетический спектр электронного газа:

$$E_{j2} = -\frac{q}{\varepsilon_2 \varepsilon_0} [N_A l + n_s], \quad n_s = \sum_i n_{si}, \quad U = \frac{q^2}{2\varepsilon_2 \varepsilon_0} N_A l^2 + \frac{2}{3} \frac{q}{\varepsilon_2 \varepsilon_0} \left| E_{j2} \right| \sum_i n_{si} E_i, \quad (8)$$

$$n_{si} = \frac{kTm^*}{\pi \hbar^2} \ln[1 + \exp(E_F - E_i)/kT], \quad E_i = \left( \frac{\hbar}{2m^*} \right)^{1/3} \left[ \frac{3}{2} \pi q |E_{j2}| \left( i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3},$$

где  $E_{j2}$  – электрическое поле на гетерогранице со стороны слоя GaAs,  $\varepsilon_2$  – относительная диэлектрическая проницаемость GaAs,  $l$  – ширина потенциальной ямы в слое GaAs,  $n_s$  – полная поверхностная плотность свободных электронов в потенциальной яме в слое GaAs,  $U$  – изгиб зоны проводимости в слое GaAs,  $n_{si}, E_i$  – поверхностная плотность свободных электронов в  $i$ -й двумерной подзоне ( $i = 0, 1, 2, \dots$ ) в потенциальной яме и энергия дна этой подзоны;  $\hbar$  – постоянная Планка,  $m^*$  – эффективная масса электрона в GaAs.

Электрическое поле  $E_{j1}$  на гетерогранице со стороны слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  связано с электрическим полем  $E_{j2}$  со стороны слоя GaAs условием непрерывности электрической индукции

$$\varepsilon_1 E_{j1} = \varepsilon_2 E_{j2}. \quad (9)$$

Из приведенной на рис. 1 зонной диаграммы видно, что имеют место следующие соотношения

$$E_F = U - E_{g2} + \delta, \quad (10)$$

$$q\varphi(0) = E_F + \varphi_b + qV, \quad (11)$$

где  $E_{g2}$  – ширина запрещенной зоны GaAs,  $\delta = kT \ln N_{v2}/N_A$  – превышение уровня Ферми над краем валентной зоны в глубине слоя GaAs (здесь  $N_{v2}$  – эффективная плотность состояний в валентной зоне GaAs),  $\varphi_b$  – высота барьера Шотки со стороны металла.

Выражения (6) – (11) представляют собой замкнутую систему, которая позволяет найти зависимость  $E_b(V)$ , требуемую для расчета кажущейся емкости по формуле (5), в параметрическом виде. Действительно, если использовать в качестве параметра электрическое поле  $E_{j2}$  на гетерогранице, то по известному  $E_{j2}$  из (8), (10) можно найти энергию Ферми  $E_F$ , затем найти  $E_{j1}$  из (9) и численно проинтегрировать уравнение (6) с начальными условиями (7) от  $x=d$  до  $x=0$ , что даст  $E_b = E(0)$  и, с учетом (11),  $V = \varphi(0) - (E_F + \varphi_b)/q$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлены результаты расчета барьерной емкости для типичной прямой гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с селективным легированием ( $x=0,3$ ;  $d=0,03$  мкм;  $N_d=2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>;  $N_t=8 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>;  $N_A=1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>;  $W_d=0,01$  эВ;  $W_t=0,4$  эВ;  $\varphi_b=0,8$  эВ;  $T=300$  К). Для наглядности приведен только участок резкого падения емкости, на котором зависимость кажущейся емкости от амплитуды измерительного переменного напряжения выражена наиболее ярко.

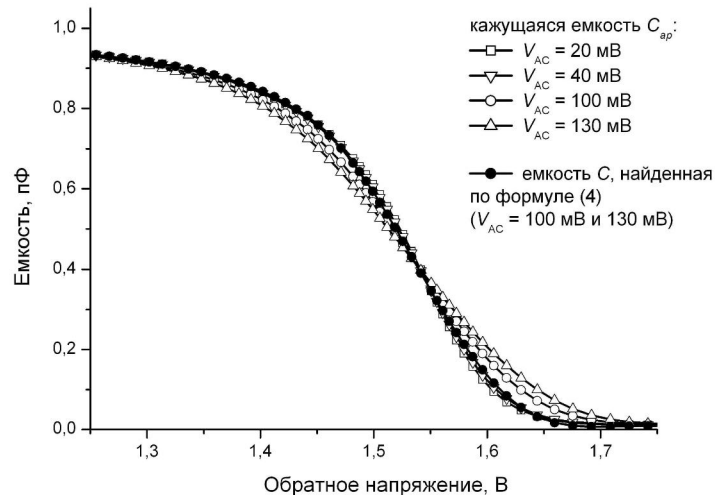


Рис. 2. Результаты расчета для прямой гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с селективным легированием: кажущаяся емкость при различных значениях амплитуды  $V_{AC}$  измерительного переменного напряжения и фактическая емкость, найденная из кажущейся емкости для  $V_{AC} = 100$  мВ и 130 мВ

Светлыми квадратами, треугольниками и точками показана кажущаяся емкость  $C_{ap}$  при различных значениях амплитуды переменного напряжения  $V_{AC}$ . Отметим, что все кривые кажущейся емкости пересекаются в одной точке, а именно в точке перегиба, как и должно быть в соответствии с формулой (3). Как видно из рисунка, кривые кажущейся емкости совпадают для  $V_{AC} = 20$  мВ и 40 мВ, т.е. емкость, измеренная на этих амплитудах, является фактической емкостью. Емкость же, измеренная при  $V_{AC} = 100$  мВ и 130 мВ, заметно отличается от фактической. Темными точками показана емкость, найденная для  $V_{AC} = 100$  мВ и 130 мВ по формуле (4). Из рисунка видно, что эта емкость практически совпадает с фактической. Таким образом, предложенный метод измерения позволяет повысить амплитуду переменного напряжения, обеспечивающую измерение фактической емкости, в несколько раз по сравнению с общепринятой методикой измерения.

### ВЫВОДЫ

Показано, что имеющие участки крутого падения вольт-фарадные характеристики гетероструктур  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с селективным легированием могут быть измерены с использованием умеренно малых амплитуд переменного напряжения (порядка 100 мВ) за счет проведения измерений на двух различных амплитудах.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. – М.: Мир, 1991. – 632 с.
2. Leu L.Y., Forrest S.R. The determination of heterojunction energy band discontinuities in the presence of interface states using capacitance–voltage techniques // *Journal of Applied Physics*. – 1988. – V.64, No 10. – P. 5030–5040.
3. Алешкин В.Я., Демидов Е.В., Звонков Б.Н., Мурель А.В., Романов Ю.А. Исследование квантовых ям  $C-V$  методом // *Физика и техника полупроводников*. – 1991. – Т.25, № 6. – С. 1047–1052.
4. Gorev N.B., Kodzhespirova I.F., Privalov E.N., Khuchua N., Khvedelidze L., Shur M.S. Photocapacitance of selectively doped AlGaAs/GaAs heterostructures containing deep traps // *International Journal of High Speed Electronics and Systems*. – 2007. – V.17, No 1. – P. 189–192.
5. Gorev N.B., Kodzhespirova I., Privalov E.N., Khvedelidze L., Khuchua N., Peradze G.G., Shur M.S., Stevens K. Non-destructive deep trap diagnostics of epitaxial structures // *Solid-State Electronics*. – 2003. – V.47, No 9. – P. 1569-1575.
6. Gorev N.B., Kodzhespirova I.F., Privalov E.N., Khuchua N., Khvedelidze L., Shur M.S. Photocapacitance of GaAs thin-film semiconductor structures // *Solid-State Electronics*. – 2005. – V.49, No 3. – P. 343-349.
7. Mooney P.M. Deep donor levels ( $DX$  centers) in III-V semiconductors // *Journal of Applied Physics*. – 1990. – V.67, No 3. – P. R1–R24.
8. Кальфа А.А. Характеристики гетероперехода в гетероструктуре с селективным легированием // *Физика и техника полупроводников*. – 1985. – Т.19, № 6. – С. 1025–1029.
9. Кальфа А. А. Двумерный электронный газ в структуре металл– $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ –GaAs с селективным легированием // *Физика и техника полупроводников*. – 1986. – Т.20, № 3. – С. 468–471.