

06.1;06.2

ПОРОГИ ПРОЯВЛЕНИЯ ГЛУБОКИХ ПРИМЕСНЫХ УРОВНЕЙ В СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ-AlGaAs/GaAs

© С.Г.Дмитриев, К.И.Спиридонов, О.Г.Шагимуратов

Весьма необычные свойства глубоких примесных центров ($D\bar{X}$ -центров) в $Al_xGa_{1-x}As$ приводят к ряду интересных (но порой нежелательных) явлений в структурах AlGaAs/GaAs и транзисторах [1] (включая и высокочастотные эффекты [2]). В популярных моделях эти свойства связывают с двухэлектронным центром с отрицательной корреляционной энергией электронов (U^- -центр) и зарядовыми состояниями 0 (мелкий одноэлектронный, истинный или резонансный, уровень) и -1 (глубокий двухэлектронный уровень) [1,3] или с одноэлектронным (многоуровневым) центром, рассматриваются и другие возможности (см., например, [4]).

В таких системах (в отличие от простых примесных центров) распределение электронов по уровням описывается формулами статистики Гиббса [5,6]; при этом соотношение между концентрациями глубоких и мелких уровней изменяется в зависимости от положения уровня Ферми F , потенциала и других параметров. Например, глубокие уровни U^- -центров (в равновесных условиях) могут проявляться лишь при достаточно большой концентрации легирующей примеси $N_d \gtrsim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [7].

По этой же причине глубокие уровни в транзисторных структурах металл — AlGaAs/GaAs (энергетическая диаграмма представлена на рис. 1) могут не проявляться, если толщина l легированной области AlGaAs достаточно мала или велико запирающее напряжение V на металле. В настоящей работе это положение будет проиллюстрировано на примере U^- -центра.

Действительно, заряд ρ в слое AlGaAs для U^- -центров сильно зависит от положения уровня Ферми [7,8]:

$$\rho = qN_d \frac{1 - g^-/g^+ \exp[(\nu_0 + \nu_1)/kT]}{1 + g^0/g^+ \exp(-\nu_0/kT) + g^-/g^+ \exp[-(\nu_0 + \nu_1)/kT]} - qN_c \Phi_{1/2}(-\nu_2); \quad (1)$$

$$\nu_0 = (\varepsilon_0 - F)/kT, \quad \nu_1 = (\varepsilon_1 - F)/kT, \quad \nu_2 = (E_c - F)/kT,$$

где q — элементарный заряд; F , E_c , ε_0 , ε_1 — положение на шкале энергий уровня Ферми, края дна зоны проводимости, мелкого (нейтрального) и глубокого (отрицательно заряженного) уровней соответственно; g^+ , g^0 , g^- — кратности вырождения зарядовых состояний центра (индекс соответствует заряду); k — постоянная Больцмана; T — температура; N_c — плотность состояний в зоне проводимости; $\Phi_{1/2}$ — интеграл Ферми [6]. Как легко показать, если

$$\nu_0 + \nu_1 \gtrsim 1, \quad (2)$$

то глубокие уровни практически отсутствуют и экранировка поля осуществляется положительными зарядами опустошенных центров ($\rho \approx qN_d$), как в популярной модели обедненного слоя (модель Шоттки) [6].

Диаграмма на рис. 1 рассчитана для $x = 0.3$, $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, толщин спейсера (нелегированной области) $d = 30 \text{ \AA}$, и легированной области $l = 500 \text{ \AA}$, запирающего потенциала $V = -0.2 \text{ В}$. При этом использовались следующие

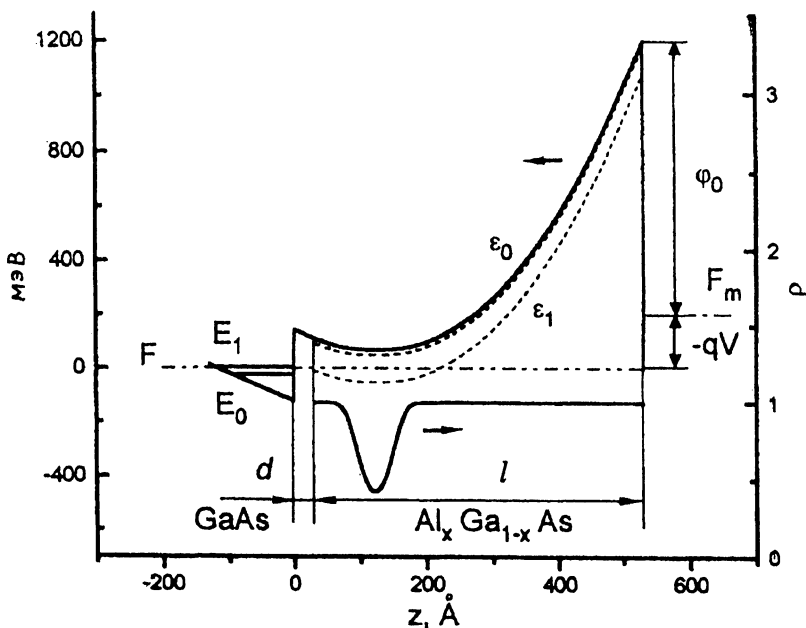


Рис. 1. Энергетическая диаграмма структуры металл- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ и распределение плотности заряда ρ (в единицах qN_d) в слое $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Обозначения и параметры приведены в тексте.

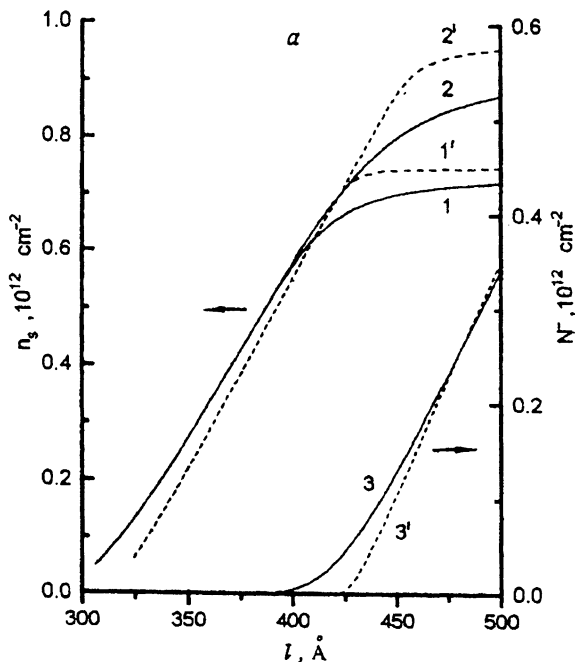


Рис. 2. Зависимости концентраций двумерного электронного газа n_s (кривые 1, 1'; 2, 2') и отрицательно заряженных центров N^- (кривые 3, 3') от толщины легированной области l $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (а) и от напряжения на металле V для $l = 350 \text{ \AA}$ (б). Кривые 2, 2' рассчитаны для модели одноэлектронного мелкого уровня. Сплошными линиями (кривые 1-3) обозначены расчетные зависимости для $T = 300 \text{ K}$, штриховыми (кривые 1'-3') — для $T = 77 \text{ K}$.

значения параметров: глубины залегания уровней $\varepsilon_0 = 0$ и $\varepsilon_1 = 120 \text{ мэВ}$, $g^+ = 1$, $g^0 = 2$, $g^- = 4$ [3]; барьер на границе с металлом $\varphi_0 = -1 \text{ эВ}$, разрыв зоны проводимости на гетерогранице $\Delta E_c = 265 \text{ мэВ}$. Модель для расчета квантовых уровней E_0 , E_1 и концентрации двумерного электронного газа n_s в GaAs и выбор параметров описаны в [9] (относительно выбора d и φ_0 см. [10,11]). Провал на профиле объемного заряда связан как раз с нарушением условия (2) и появлением глубоких уровней в этой области (а концентрация электронов при этом мала).

На рис. 2, а приведены зависимости концентрации электронов в канале n_s от толщины легированной области l ($T = 77.300 \text{ K}$, $v = 0$, остальные параметры указаны выше) для модели U^- -центра (кривые 1, 1') и модели (одного) мелкого уровня (2, 2'), а также полная концентрация (на единицу площади) глубоких центров N^- в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (3, 3'). Во

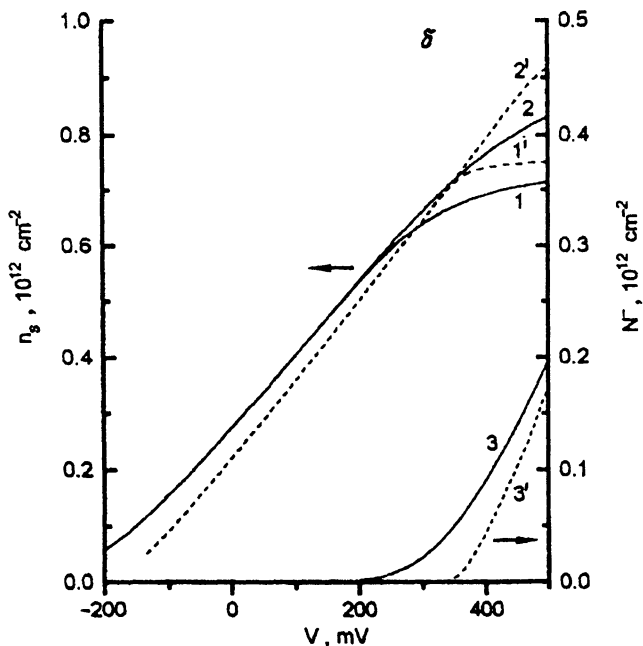


Рис. 2 (продолжение).

втором случае, как видно из рисунка, при малых l концентрации n_s в двух моделях практически совпадают, а возникающие при росте l отличия связаны с появлением глубоких уровней, приводящих к уменьшению n_s . При этом рост N^- до заметных значений $\gtrsim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ происходит пороговым образом при изменении l на несколько десятков ангстрем.

Аналогичные пороговые проявления глубоких уровней видны и на зависимости (рис. 2, б) n_s от напряжения на металле ($l = 350 \text{ \AA}$). Отличия от модели мелкого уровня возникают с появлением глубоких уровней, рост концентрации которых до $N^- \gtrsim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ происходит при изменении V на величину $\gtrsim 0.1 \text{ В}$. Отметим, что в неравновесных условиях параметры порога могут отличаться.

Предельные значения концентрации n_s при больших l совпадают, разумеется, с результатами для изолированного гетероперехода [8]. При этом различия между моделями определяются не только положением уровня Ферми в объеме AlGaAs , но и характером экранирования поля вблизи гетероперехода [9]. Поэтому в случае одноэлектронных глубоких ловушек, для которых характер экранирования может заметно отличаться от модели обедненного слоя, аналогичные приведенным зависимости должны иметь другую

форму. Анализ этого случая будет приведен в другом месте.

В заключение отметим, что в работе проведены расчеты зависимостей концентрации электронов в двумерном канале структуры металл- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ и концентрации глубоких уровней N^- для модели U^- -центра в слое $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ от толщины легированной области и запирающего напряжения на металле. Показано, что величина N^- возрастает пороговым образом до заметных $\gtrsim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ значений при превышении критической длины (потенциала) на величину $\gtrsim 10 \text{ \AA} (\gtrsim 0.1 \text{ В})$.

Список литературы

- [1] *Mooney P.M., Theis T.N.* // *Comments Cond. Mat. Phys.* 1992. V. 16. N 3. P. 167-190.
- [2] *Борисов В.И., Дмитриев С.Г., Любченко В.Е. и др.* // *ФТП.* 1994. Т. 28. В. 7. С. 1199-1204.
- [3] *Chadi D.J., Chang K.J.* // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 39. N 14. P. 1063-1074.
- [4] *Schacham S.E. et al.* // *J. Appl. Phys.* 1995. V. 78. N 1. P. 321-329.
- [5] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Ч. 1. М., 1976. 583 с.
- [6] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. М., 1990. 688 с.
- [7] *Дмитриев С.Г., Медведев Б.К., Мокеров В.Г. и др.* // *ФТП.* 1995. Т. 29. В. 3. С. 500-506.
- [8] *Борисов В.И., Дмитриев С.Г., Шагимуратов О.Г.* // *Письма в ЖТФ.* 1995. Т. 21. В. 4. С. 40-43.
- [9] *Дмитриев С.Г., Шагимуратов О.Г.* // *ФТП.* 1996. Т. 30. В. 1. С. 56-62.
- [10] *Drummond T.J. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 1982. V. 42. N 3. P. 262-264.
- [11] *Eisenberg M. et al.* // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 61. N 3. P. 1516-1522.

Институт радиотехники
и электроники РАН
Фрязино, Моск. обл.

Поступило в Редакцию
12 марта 1996 г.