

Влияние неоднородного распределения радиационных дефектов в GaAs на спектры DLTS

© В.А. Новиков, В.В. Пешев

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова,
634050 Томск, Россия

(Получена 21 июня 1996 г. Принята к печати 15 сентября 1997 г.)

Сделана попытка связать происхождение U -полосы в спектре DLTS GaAs, облученного нейтронами импульсного реактора, с известными дефектами $P2$ и $P3$, локализованными вблизи областей разупорядочения. Полагалось, что форма и положение пиков $P2$ и $P3$ в спектрах DLTS изменены в результате влияния электрического поля областей разупорядочения на скорость эмиссии электронов с уровней дефектов. Выполнен расчет спектров DLTS для $P2$ - и $P3$ -центров, расположенных в областях с внутренними электрическими полями. Сопоставление суммарного расчетного спектра для $P2$ - и $P3$ -центров с U -полосой показало удовлетворительное согласие расчета с экспериментом.

Известно, что при облучении GaAs n -типа проводимости α -частицами, протонами (с энергией $E > 10$ МэВ) и нейтронами на кривых нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) появляется широкая полоса, называемая U -полосой. Природа этой полосы не установлена однозначно, хотя имеются некоторые предположения о ее происхождении [1].

В данной работе сделана попытка связать возникновение U -полосы с известными радиационными дефектами $P2$ и $P3$ [2]. При этом полагалось, что дефекты локализованы в электрических полях областей разупорядочения (ОР) и электрическое поле ОР изменяет форму $P2$ -, $P3$ -пиков и их положение в спектре DLTS. В пользу того, что U -полоса может быть обусловлена $P2$ - и $P3$ -дефектами, свидетельствуют следующие литературные данные. В [3] показано, что при отжиге образцов до $T = 770$ К U -полоса расщепляется на два пика. Из [4] следует, что амплитуда U -полосы слабо изменяется при отжиге до $T = 500$ К. Поэтому дефекты, ответственные за формирование U -полосы, должны иметь высокую термическую стабильность. Дефекты $E1$ – $E5$ отжигаются при $T \simeq 500$ К [2]. Ловушки $P2$ и $P3$, которые наблюдались в e - и γ -облученных образцах, имеют значительно большую термическую стабильность, но низкую скорость введения [2]. Они наблюдаются после отжига маскирующих их центров $E4$ и $E5$ или после облучения электронами при высокой температуре [5]. Однако есть основания считать, что доля ловушек $P2$ и $P3$ в общем количестве радиационных дефектов резко возрастает с увеличением энергии атомов отдачи [6]. Увеличение энергии атомов отдачи приводит к образованию ОР. Наличие электрического поля в окрестности ОР приводит к увеличению скорости эмиссии электронов с глубоких уровней. Поэтому суперпозиция пиков $P2$ и $P3$ в спектрах DLTS сдвигается в сторону низких температур. При этом, чем больше энергия атомов отдачи, тем больше степень компенсации в нарушенных областях и тем больше контактная разность потенциалов между этими областями и матрицей кристалла (существует предельное значение разности потенциалов, связанное с предельным положением уровня Ферми [7]). Возможно

поэтому в [8] наблюдается тенденция к увеличению сдвига и полуширины пиков по мере увеличения массы бомбардирующей частицы с высокой энергией.

Цель данной работы — расчет сигнала DLTS для глубоких центров $P2$ и $P3$, локализованных в электрических полях ОР, и его сопоставление с U -полосой в GaAs n -типа проводимости, облученного нейтронами на импульсном реакторе. Доза облучения нейтронами составляла $D_n = 6.3 \cdot 10^{13}$ см⁻². В качестве образцов использовались диоды с барьером Шоттки. Барьер Шоттки создавался на слое GaAs, выращенном методом газовой эпитаксии на сильно легированной подложке. Концентрация свободных электронов в слое составляла $5.5 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

В работе использовались следующие модельные представления. ОР состоит из центральной части радиуса r_1 с высокой плотностью дефектов $N_1 = 10^{19} \div 10^{20}$ см⁻³ [9], в которой уровень Ферми закреплен в предельном положении, и сферического слоя, в котором концентрация дефектов $N_T(r)$ убывает с расстоянием от центра ОР r по закону Гаусса

$$N_T(r) = N_{T0} \exp(-r^2/2\sigma^2), \quad (1)$$

где σ — дисперсия распределения. Сферический слой дефектов находится в матрице полупроводника, в которой концентрация свободных носителей равна N_2 . Между матрицей и центральной частью ОР существует контактная разность потенциалов φ_c , и дефекты, расположенные в сферическом слое, находятся в электрическом поле (рис. 1). Ловушки, находящиеся на расстоянии r от центра ОР, $r_1 < r < r_0$, опустошены даже без приложения внешнего электрического поля и не участвуют в формировании спектра DLTS. Здесь r_0 — радиус сферической поверхности, на которой уровень Ферми E_F пересекает уровень глубокой ловушки. Чем меньше глубина залегания уровня E_T , тем меньшее количество ловушек данного сорта участвует в формировании соответствующего пика DLTS. Внутреннее электрическое поле увеличивает относительную скорость эмиссии α электронов с уровней за счет эффекта Пула–Френкеля

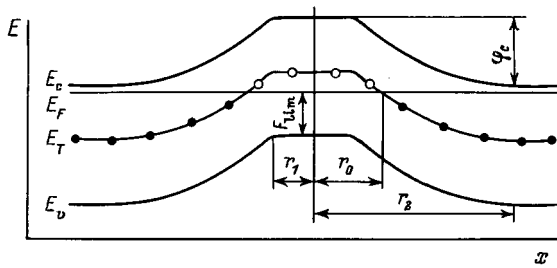


Рис. 1. Зонная диаграмма области разупорядочения.

и тунелирования с участием фононов. Так как напряженность F электрического поля является функцией расстояния r от центра ОР, скорость эмиссии тоже зависит от r . Поэтому, чем больше E_T , тем шире интервал значений α для участвующих в перезарядке ловушек и тем больше влияние внутреннего поля на полуширину соответствующего пика DLTS.

Выражение для сигнала DLTS имеет вид [10]

$$R(T) = \frac{C}{W_1^2 N_2} \int_{W_0}^{W_1} x N_T [\exp(-\alpha t_1) - \exp(-\alpha t_2)] dx, \quad (2)$$

где t_1 и t_2 — времена стробирования релаксации емкости, T — температура, W_0 — длина области пространственного заряда (ОПЗ) барьера Шоттки во время действия заполняющего импульса; W_1, C — длина ОПЗ и емкость барьера Шоттки при отсутствии заполняющего импульса. Величины W_0, W_1, C — связаны известными соотношениями с N_2 , напряжением U , приложенным к диоду, и контактной разностью потенциалов φ_{sh} барьера Шоттки [11]. Вычисление интеграла в выражении (2) представляет определенные трудности, так как расстояние x отсчитывается от поверхности полупроводника, а распределение глубоких центров и электрических полей $F(r)$ — от центров областей разупорядочения. Однако выражение (2) можно упростить, имея в виду следующее. В окрестности точек x , в которых находятся ОР, изменение скорости эмиссии за счет поля происходит на коротких отрезках $[r_0; 3\sigma]$, отсчитываемых от центров ОР. Длина таких отрезков ($\sim 600 \text{ \AA}$) пренебрежимо мала по сравнению с величиной x практически во всем интервале интегрирования $[W_0; W_1]$. Поэтому при достаточно большой концентрации ОР можно считать, что в любой точке x макроскопическая концентрация ловушек \bar{N}_T не зависит от x , а дискретное значение скорости эмиссии (при $T = \text{const}$) расщеплено в зону скоростей эмиссии с границами $\alpha(r_0)$ и $\alpha(3\sigma)$. Зона скоростей характеризуется плотностью состояний в зоне $\partial \bar{N}_T / \partial \alpha$. При этом плотность состояний является заданной, если известно микроскопическое распределение ловушек $N_T(r)$ и зависимости $F(r)$ относительно центра ОР:

$$\frac{\partial \bar{N}_T}{\partial \alpha} \sim \frac{\partial N_T}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial \alpha}. \quad (3)$$

Учитывая сказанное, а также (1) и (3), выражение (2) можно записать как

$$\begin{aligned} R(T) &\simeq \frac{C}{N_2 W_1^2} \int_{W_0}^{W_1} x dx \int_{\alpha(r_0)}^{\alpha(3\sigma)} \frac{\partial \bar{N}_T}{\partial \alpha} [\exp(-\alpha t_1) - \exp(-\alpha t_2)] \partial \alpha \\ &= \frac{\bar{N}_T C (W_1^2 - W_0^2)}{2 N_2 W_1^2 \sigma^2} \int_{r_0}^{3\sigma} r \exp(-r^2/2\sigma^2) \\ &\quad \times [\exp(-\alpha t_1) - \exp(-\alpha t_2)] dr. \end{aligned} \quad (4)$$

В данной работе принимался во внимание только эффект Пула–Френкеля. В этом случае выражение для скорости эмиссии в присутствии электрического поля имеет вид [12]

$$\alpha(r, T) = \alpha_0 Y(E_p, T), \quad (5)$$

где

$$\alpha_0 = b \sigma_{na} T^2 \exp(-E_{na}/kT), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} Y(E_p, T) &= (kT/E_p)^2 \left\{ 1 + [(E_p/kT) - 1] \right. \\ &\quad \left. \times \exp(E_p/kT) \right\} + 0.5, \end{aligned} \quad (7)$$

$$E_p = \beta \sqrt{|F(r)|}. \quad (8)$$

Здесь α_0 — относительная скорость эмиссии в отсутствие электрического поля; b — константа, характеризующая полупроводник [11]; σ_{na} — кажущееся сечение захвата электронов на уровень ловушки; $E_{na} = (E_\sigma + E_T)$ — энергия ионизации ловушки в отсутствие электрического поля, где E_σ — барьер для захвата электронов на ловушку; Y — функция, учитывающая влияние электрического поля на скорость эмиссии; β — коэффициент, который в случае захвата электрона на однократно положительно заряженный центр равен $\beta = \beta_0 = 2e\sqrt{e/s}$, где e — заряд электрона, ε — абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Проведем краткий анализ выражения (4). Из (4) видно, что высота пика DLTS прямо пропорциональна концентрации ловушек (так же, как в случае $N_T(x) = \text{const}$ и $F = 0$). Однако для одинаковых ловушек при одинаковых их концентрациях высота пика в случае образования ОР всегда меньше, чем в случае однородного распределения дефектов. Это происходит по двум причинам. Первая заключается в том, что из процесса перезарядки исключены ловушки, расположенные в областях $r < r_0$ во всех ОР. Вторая заключается в уширении пика, обусловленном зависимостью $\alpha = f(r)$. Из (4) также видно, что коэффициент пропорциональности между высотой пика и концентрацией ловушек зависит сложным образом от уровня легирования N_2 , параметров ловушек E_{na} и σ_{na} и дисперсии распределения σ . Поэтому отношение высот пиков для различных ловушек не равно отношению их концентраций.

Чтобы использовать выражение (4) для расчетов, необходимо знать величину r_0 и зависимость $E_p(r)$. Эти величины можно получить, используя потенциал, полученный в приближении Госсика для ОР [13]. Потенциал (в системе СИ) для области $r_1 < r < r_2$ равен

$$\varphi(r) = \frac{N_2 e}{6\epsilon} \frac{(3r_2^2 r - r^3 - 2r_1^3)}{r}, \quad (9)$$

где r_2 — граница ОПЗ, окружающей кластер. В области $0 < r < r_1$ $|\varphi| = \varphi_c$. Величина r_2 определяется из граничного условия, заключающегося в том, что разность потенциалов между сферическими поверхностями с радиусами r_1 и r_2 равна φ_c , т.е. r_2 является корнем кубического уравнения

$$|\varphi(r_1)| = \varphi_c = \frac{N_2 e}{6\epsilon} \frac{2r_2^3 + r_1^3 - 3r_2^2 r_1}{r_1}. \quad (10)$$

В [7] показано, что F_{lim} (см. рис. 1) в GaAs находится на 0.6 эВ выше потолка валентной зоны. В связи с этим выражение для определения φ_c можно записать как

$$e\varphi_c = E_g - (0.6 \text{ эВ} + E_F), \quad (11)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны.

Радиус r_0 сферы, разделяющий заполненные и незаполненные ловушки, находится из условия равенства величины $(E_T - E_F)/e$ и разности потенциалов в точках r_0 и r_2 , т.е. r_0 является корнем кубического уравнения

$$|\varphi(r_0)| = (E_T - E_F)/e = \frac{N_2 e}{6\epsilon} \frac{(2r_2^3 + r_0^3 - 3r_2^2 r_0)}{r_0}. \quad (12)$$

Отметим, что r_2 и r_0 зависят от T , так как φ_c , E_g и E_F в уравнениях (10)–(12) являются функциями температуры. Напряженность электрического поля в окрестности ОР получается путем дифференцирования выражения (9):

$$|F(r)| = \frac{N_2 e}{3\epsilon} \left[\left(\frac{r_2}{r} \right)^3 - 1 \right] r. \quad (13)$$

Используя (13) в (5), получаем зависимость относительной скорости эмиссии от расстояния до центра ОР. Для того чтобы найти r_2 из (10), необходимо знать размер кластера r_1 . Нами использовался средний размер кластера $r_1 = 130 \text{ \AA}$, полученный из электрических измерений в работе [9] для GaAs, облученного нейтронами. Характеристики E_{na} , σ_{na} радиационных дефектов в GaAs хорошо известны [2,8] и приведены в таблице.

Параметры радиационных дефектов

Центр	E2	E3	P2	P3
E_{na} , эВ	0.16	0.38	0.5	0.72
σ_{na} , см ²	$5 \cdot 10^{-13}$	$6.2 \cdot 10^{-15}$	$1.4 \cdot 10^{-15}$	$1.4 \cdot 10^{-13}$
\bar{N}_T , см ⁻³	$5.7 \cdot 10^{14}$	$3.6 \cdot 10^{13}$	$3.3 \cdot 10^{13}$	$2.4 \cdot 10^{14}$

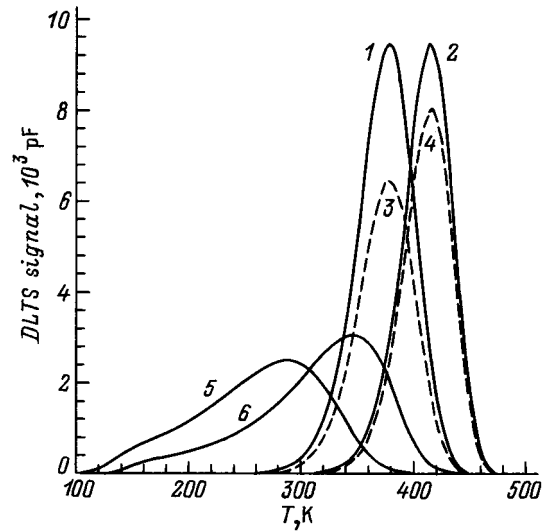


Рис. 2. Расчетные пики P2 (1, 3, 5) и P3 (2, 4, 6). $N_2 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $t_1/t_2 = 4 \cdot 10^{-5} \text{ с} / 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. $\bar{N}_T = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для P2 и P3. 1, 2 — расчет согласно (2), $N_T(x) = \text{const}$, $F = 0$; 3, 4 — расчет согласно (4), $\sigma = 250 \text{ \AA}$, $\beta \simeq 0$; 5, 6 — расчет согласно (4), $\sigma = 250 \text{ \AA}$, $\beta = \beta_0$.

Для определения радиуса r_0 необходимо знать глубину залегания E_T уровня ловушки. В [14] определена величина барьера для захвата электрона на уровень центра E3, равная $E_\sigma = 0.08 \text{ эВ}$, что дает $E_T = 0.3 \text{ эВ}$. Для других центров сведения о E_σ отсутствуют, и в работе принималось $E_T = E_{na}$. Таким образом, все необходимые параметры и зависимости, используемые в (4), известны. Варьируемыми параметрами являются лишь дисперсия распределения и концентрация ловушек. При этом основным подгоночным параметром является дисперсия, так как ее изменение приводит к изменению высоты, формы и температуры максимума пика, а изменение \bar{N}_T изменяет только высоту.

На рис. 2 показано влияние на кривые DLTS электрических полей ОР на примере P2- и P3-центров, концентрации которых одинаковы и равны $\bar{N}_T = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и которые созданы в GaAs с уровнем легирования $N_2 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Кривые 1 и 2 рассчитаны по классической формуле, полученной из (2), когда $N_T(x) = \text{const}$ и $F = 0$. В этом случае полуширина пиков и их положение в спектре соответствуют экспериментально наблюдающимся P2- и P3-пикам в электронно облученном GaAs. Кривые 3, 4 получены из (4) для гипотетического случая, когда $\sigma = 250 \text{ \AA}$, $\beta \simeq 0$ (при точном равенстве $\beta = 0$ выражение (7) неопределенно). В этом случае центры P2 и P3 локализованы в областях с электрическим полем, но поле не оказывает влияния на скорость эмиссии, а только изменяет количество участвующих в измерении ловушек. Из рис. 2 видно, что полуширина и температурное положение пиков остались прежними, но высота пиков изменилась. При этом изменение высоты больше для более мелкого центра P2. Кривые 5, 6 рассчитаны также из (4) для $\sigma = 250 \text{ \AA}$ и $\beta = \beta_0$. В этом

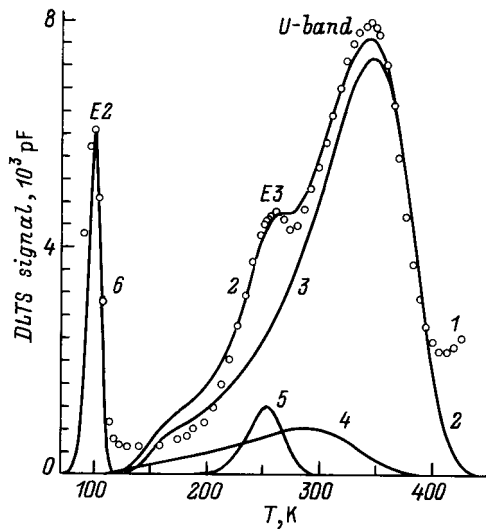


Рис. 3. Экспериментальный (1) и расчетные (2–6) спектры DLTS. $N_2 = 5.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. $t_1/t_2 = 4 \cdot 10^{-5} \text{ с} / 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. $\sigma = 250 \text{ \AA}$. 1 — $D_n = 6.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$; 2 — суммарный спектр расчетных пиков E2, E3, P2, P3; 3 — P3, $\bar{N}_T = 2.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\beta = \beta_0$; 4 — P2, $\bar{N}_T = 3.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\beta = \beta_0$; 5 — E3, $\bar{N}_T = 3.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\beta \approx 0$; 6 — E2, $\bar{N}_T = 5.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\beta \approx 0$.

случае встроенные поля увеличивают скорость эмиссии электронов с уровней P2- и P3-центров как с уровней глубоких доноров. Видно, что форма и температурное положение пиков изменилось. Высота пиков также изменилась вследствие их уширения. Таким образом, формула (4) действительно дает результаты, которые ожидалось выше исходя из физических соображений.

На рис. 3 представлены полученный экспериментально (кривая 1) и расчетный (кривая 2) спектры DLTS для GaAs, облученного быстрыми нейтронами. Экспериментальный спектр был получен при амплитуде заполняющего импульса $U_p = 6 \text{ В}$, напряжении обратного смещения $U_b = 6 \text{ В}$, окне скоростей $t_1/t_2 = 40/200 \text{ [мкс/мкс]}$ и длительности заполняющего импульса $t_p = 50 \text{ мкс}$. Диаметр контакта диода составлял $d = 180 \text{ мкм}$, контактная разность потенциалов барьера Шоттки Ti/GaAs составляла $\varphi_{sh} = 0.7 \text{ В}$, концентрация свободных электронов равнялась $5.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Из рис. 3 (кривая 1) видно, что в спектре наблюдаются пики, связанные с E2-, E3-центрами, и U-полоса. Для получения расчетного спектра по формуле (4) рассчитывались пики E2, E3, P2 и P3 (кривые 3–6), а затем суммировались (кривая 2). Полагалось, что P2 и P3 являются донорами, т. е. $\beta = \beta_0$. При подгонке кривой 2 к экспериментальному спектру 1 вычислялись два параметра: \bar{N}_T и σ . При этом дисперсия принималась одинаковой для всех центров. Равенство дисперсий между собой не является обязательным или очевидным. Однако наилучшее совпадение кривых 1 и 2 в области U-полосы достигается тогда, когда значения σ в распределениях центров P2 и P3 совпадают и равны $\sigma = 250 \text{ \AA}$. Величина эффекта Пула–Френкеля

зависит от того, чем является ловушка в материале данного типа проводимости: донором или акцептором. Совпадение кривых 1 и 2 в области пиков E2 и E3 достигается лишь при $\beta \approx 0$. Слабое влияние электрического поля, возможно, обусловлено акцепторным характером центров E2 и E3. При $\beta \approx 0$ вариации σ влияют лишь на высоту пиков, что приводит к неопределенности в выборе значения дисперсии. Поэтому для центров E2 и E3 значения $\sigma = 250 \text{ \AA}$ выбрано только по аналогии с центрами P2 и P3. Значения концентраций ловушек, формирующих спектр 2, приведены в таблице. Из рис. 3 видно, что экспериментальный спектр хорошо совпадает с расчетным.

Интересно сопоставить суммарную среднюю концентрацию $\Sigma \bar{N}_T \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (см. таблицу) всех обнаруженных глубоких ловушек электронов в образце, облученном дозой $6.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, с данными [9]. Из [9] следует, что $D_n = 4.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ дает концентрацию областей разупорядочения, равную $N_{dr} = 5.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, и каждая ОР содержит примерно 1000 смещенных атомов. Тогда при линейной кинетике накопления ОР средняя концентрация смещенных атомов в наших образцах должна быть $\sim 6.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Если принять во внимание, что смещенные атомы наряду с глубокими ловушками электронов могут образовывать другие типы дефектов, невидимые для DLTS в GaAs n-типа проводимости с барьером Шоттки, в частности, ловушки дырок, то согласие наших данных с [9] является удовлетворительным.

В [15] показано, что с увеличением уровня легирования GaAs, облученного нейтронами, увеличивается полуширина U-полосы. При этом увеличение полуширины происходит в основном за счет низкотемпературного края U-полосы. На рис. 4 приведены суперпозиции расчетных пиков E3, P2, P3 в GaAs с $N_2 = 10^{15}$, $5.5 \cdot 10^{15}$,

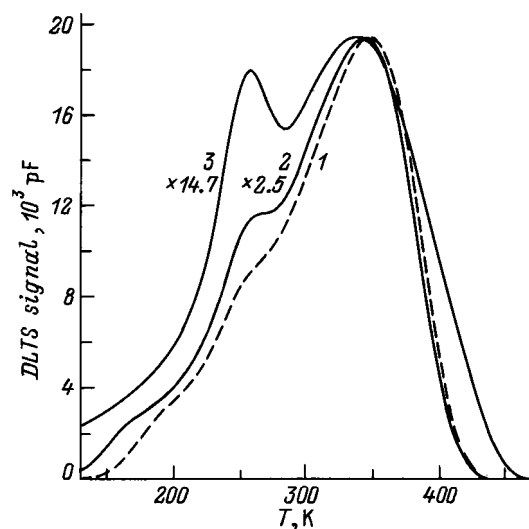


Рис. 4. Суммарные спектры расчетных пиков E3, P2, P3 в GaAs с различным уровнем легирования. $t_1/t_2 = 4 \cdot 10^{-5} \text{ с} / 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. $N_2, \text{ см}^{-3}$: 1 — 10^{15} , 2 — $5.5 \cdot 10^{15}$, 3 — 10^{17} . $\bar{N}_T, \text{ см}^{-3}$: E3 — $3.6 \cdot 10^{13}$; P2 — $3.3 \cdot 10^{13}$; P3 — $2.4 \cdot 10^{14}$. $\sigma = 250 \text{ \AA}$.

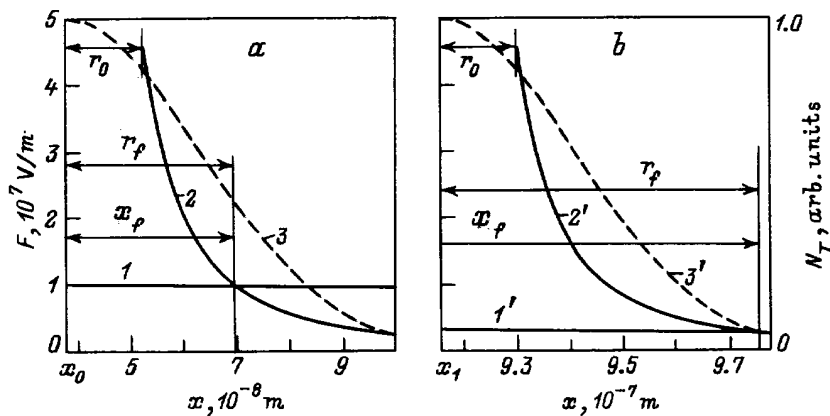


Рис. 5. Зависимости напряженности внешнего электрического поля (1, 1') в ОПЗ барьера Шоттки, напряженностей полей (2, 2') и концентраций N_T дефектов двух ОР (3, 3') от расстояния. *a* — центр ОР в точке x_0 , *b* — в точке x_1 .

10^{17} см^{-3} . При получении этих спектров использовались значения концентраций ловушек и дисперсии распределения, полученные выше из сопоставления спектров на рис. 3. Из рисунка видно, что характер изменения полуширины расчетного спектра при изменении уровня легирования коррелирует с экспериментальными данными работы [15].

Отметим, что при выводе (4) не принималось во внимание внешнее электрическое поле, создаваемое в процессе измерения методом DLTS. Далее приведены оценки последствия пренебрежения величиной внешнего поля. Так как значение напряженности поля важно с точки зрения увеличения скорости эмиссии α , то необходимо сравнить значения внутреннего и внешнего полей в тех областях ОПЗ барьера Шоттки, где 1) находятся дефекты, 2) дефекты могут перезаряжаться в процессе измерения. При отсутствии ОР в измерениях DLTS могут участвовать только те ловушки, которые находятся в ОПЗ барьера Шоттки между точками $x_0 = W_0 - \lambda$ и $x_1 = W_1 - \lambda$. Здесь x_0 — координата точки пересечения уровня дефекта с уровнем Ферми в диоде без обратного смещения, а x_1 — с квазиуровнем Ферми в обратно смещенном диоде. При наличии встроенных поле ОР не все ловушки, расположенные в этом промежутке, участвуют в измерении. В точке x_0 напряженность внешнего поля, оказывающего влияние на α во время опустошения ловушек, имеет наибольшее значение. Поэтому вначале следует сравнить поля в окрестности ОР, центр которой находится в точке x_0 (рис. 5, *a*). Так как выше было показано, что в составе U -полосы доминирует $P3$ -пик, то в расчетах использовались характеристики центра $P3$. Расчет проводился для $N_2 = 5.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, так как количественные значения дисперсии и концентрации дефектов были получены из обработки экспериментально полученных спектров, и для значений $r_1, \varphi_{sh}, U_b, \sigma$, температуры максимума $P3$ -пика, использованных или найденных выше при расчетах спектров. Получены следующие значения: $r_2 = 1.553 \cdot 10^{-7}$, $r_0 = 1.472 \cdot 10^{-8}$, $x_0 = 3.784 \cdot 10^{-8}$, $x_1 = 9.156 \cdot 10^{-7}$, $W_0 = 4.192 \cdot 10^{-7}$, $W_1 = 1.297 \cdot 10^{-6}$ м.

Оказалось, что при $x = x_0 + r_0$, начиная с которого дефекты данной ОР могут перезаряжаться, внутреннее поле в ~ 4.62 раза больше внешнего и равно $4.58 \cdot 10^7 \text{ В/м}$. Поле ОР (кривая 2) спадает быстрее внешнего (кривая 1) и при $x_1 = 6.94 \cdot 10^{-8}$ м поля становятся одинаковыми. Из рис. 5 видно, что координата $x = x_{dr}$ центра ОР связана соотношением $x_f - x_{dr} = r_f$, из которого можно найти r_f , равное расстоянию от точки пересечения полей до центра ОР. При $x > x_f$ доминирует внешнее поле, однако с увеличением расстояния от центра ОР концентрация дефектов (кривая 3) уменьшается. Запишем для конкретной ОР отношение q количества дефектов, перезаряжающихся в той части ОР, где доминирует поле ОР, к полному количеству дефектов этой ОР, участвующих в перезарядке:

$$q = \frac{\int_{r_0}^{r_f} 4\pi r^2 N_T(r) dr}{\int_{r_0}^{3\sigma} 4\pi r^2 N_T(r) dr} = \frac{\int_{r_0}^{r_f} r^2 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr}{\int_{r_0}^{3\sigma} r^2 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) dr}. \quad (14)$$

Из (14) получаем, что когда $x_{dr} = x_0$ (рис. 5, *a*), то $q = 0.315$, а при $x_{dr} = x_1$ (рис. 5, *b*) $q = 0.91$. Таким образом, q зависит от координаты центра ОР. Запишем для ОПЗ барьера Шоттки отношение Q количества дефектов, перезаряжающихся в доминирующих полях всех областей разупорядочения, ко всем дефектам, участвующим в перезарядке:

$$Q = \frac{\int_{x_0}^{x_1} S N_{dr} q(x_{dr}) dx_{dr}}{\int_{x_0}^{x_1} S N_{dr} dx_{dr}} = \frac{\int_{x_0}^{x_1} q(x_{dr}) dx_{dr}}{x_1 - x_0}, \quad (15)$$

где S — площадь контакта металл–полупроводник. Численными методами были получены зависимости

$q = f(x_{dr})$ на отрезках $[x_0; x_1]$ для различных значений N_2 . С использованием этих зависимостей в (15) были получены следующие значения Q : 0.85, 0.55, 0.45, 0.16 для $N_2 = 1 \cdot 10^{15}$, $5.5 \cdot 10^{15}$, $1 \cdot 10^{16}$, $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Таким образом, формула (4) (с точки зрения пренебрежения внешним полем) хорошо количественно описывает спектр при $N_2 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, удовлетворительно при $N_2 = (5.5 \div 10) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и лишь качественно, но с обязательным включением особенностей, возникающих при неоднородном распределении дефектов, при $N_2 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что величина Q не является непосредственно погрешностью, хотя и связана с ней. Например, $Q = 55\%$ означает, что $100\% - Q = 45\%$ дефектов реально формируют спектр при значениях внешнего электрического поля, соответствующих кривым I, I' при $x > x_f$ на рис. 5, а формула (4) учитывает эти дефекты как формирующие спектр в более близком поле ОР (кривые $2, 2'$ при $x > x_f$ на рис. 5).

Таким образом, в работе предложено приближенное аналитическое выражение для описания спектров DLTS полупроводников, облученных частицами с большой массой и энергией. Показано, что U -полосу в спектре GaAs n -типа проводимости, облученного нейтронами, можно удовлетворительно описать, полагая, что ее формируют $P2$ - и $P3$ -центры, локализованные в электрических полях областей разупорядочения.

Список литературы

- [1] G.M. Martin, E. Esteve, P. Langlade, S. Makram-Ebeid. J. Appl. Phys., **56**, 2655 (1984).
- [2] D. Pons, J.C. Bourgoin. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **18**, 3839 (1985).
- [3] R. Magno, M. Spencer, J.G. Giessner, E.R. Weber. In: *13th Int. Conf. on Defects in Semicond.* (Coronado, California, 1984) p. 981.
- [4] В.Н. Брудный, Н.Г. Колин, А.И. Потапов. ФТП, **27**, 260 (1993).
- [5] V.N. Brudnyi, V.V. Peshev. Phys. St. Sol. (a), **105**, K57 (1990).
- [6] В.А. Иванюкович, В.И. Карась, В.М. Ломако. ФТП, **24**, 1427 (1990).
- [7] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. Physica B: Condens. Matter., **212**, 429 (1995).
- [8] Д. Ланг. В кн.: *Точечные дефекты в твердых телах* (М., Мир, 1979) с. 187.
- [9] R. Coates, E.W.J. Mitchell. Adv. Phys., **24**, 593 (1975).
- [10] Ж. Бургуэн, М. Ланно. *Точечные дефекты в полупроводниках* (М., Мир, 1985).
- [11] Л.С. Берман. *Емкостные методы исследования полупроводников* (Л., Наука, 1972).
- [12] J.L. Hartke. J. Appl. Phys., **39**, 4871 (1968).
- [13] B.R. Gossick. J. Appl. Phys., **30**, 1214 (1959).
- [14] D. Stievenard, J.C. Bourgoin, M. Lanoo. J. Appl. Phys., **55**, 1477 (1984).
- [15] С.Е. Barnes, Т.Е. Zipperian, L.R. Dawson. J. Electron. Mater., **14**, 95 (1985).

Редактор Л.В. Шаронова

The influence of the non homogeneous of the radiation defects distribution in GaAs on the DLTS spectra

V.A. Novikov, V.V. Peshev

V.D. Kuznetsov Siberian Physical-Technical Institute, 634050 Tomsk, Russia

Abstract An attempt has been made to connect the U -band origin in DLTS spectra of a neutron irradiated n -GaAs with well-known $P2$ and $P3$ defects presence within disordered regions. Shape and the temperature position of $P2$ and $P3$ peaks in DLTS spectra are supposed to change due to disordered regions electric field influence on electron rates during emission from these traps. The numerical calculations of DLTS spectra for $P2$ and $P3$ centers are fulfilled and satisfactory agreement with the experimental data is observed.

Fax: (8-382-2) 23-30-34

E-mail: root@eccspti.tomsk.su