

Определение концентрации глубоких центров в диодах Шоттки с высоким барьером при нестационарной спектроскопии глубоких уровней

© Е.Н. Агафонов, А.Н. Георгобиани[†], Л.С. Лепнев

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

(Получена 28 ноября 2001 г. Принята к печати 4 декабря 2001 г.)

Проанализировано влияние высоты барьера Шоттки, энергетического положения глубоких уровней, концентраций глубоких и мелких дефектов, температуры и прикладываемых к образцу напряжений на вид выражения, определяющего концентрацию глубоких центров в диодах Шоттки с высоким барьером при измерениях методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней. На основе результатов анализа предложена методика определения концентрации глубоких центров, подходящая как для „нормальных“, так и для „аномальных“ уровней.

При проведении исследований полупроводниковых диодов Шоттки с высоким барьером методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) в ряде случаев наблюдаются „аномальные“ пики, связанные с глубокими уровнями, находящимися вблизи зоны неосновных носителей заряда и пересекающими уровень Ферми в приконтактной области [1]. Особенностью зонной диаграммы таких образцов являются несовпадение области перезарядки глубоких центров с областью обеднения. В зависимости от соотношения высоты барьера Шоттки, энергетического положения глубокого уровня и распределения концентрации мелких и глубоких центров это несовпадение может оказать существенное влияние на способ вычисления концентрации глубоких центров в материале.

Выражение, связывающее амплитуду релаксации емкости ΔC с концентрацией глубоких центров N_T , имеет вид

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{C|_0 - C|_\infty}{C|_\infty} \approx \frac{N_T}{2N_0} \left(\frac{x_1'^2}{W^2} - \frac{x_1^2}{W^2} \right), \quad (1)$$

где $N_T \ll N_0$, N_0 — концентрация мелких центров, $C = \varepsilon/4\pi w$ — емкость единицы площади структуры, ε — диэлектрическая проницаемость материала, w — длина области обеднения, x_1' и x_1 — границы заполнения глубокого уровня во время заполняющего импульса и в стационарном состоянии, $W = \sqrt{(2\varepsilon/qN_0)V_w}$, q — заряд электрона, V_w — разность потенциалов между контактом и границей области обеднения.

Обычно для оценки концентрации глубоких центров используется дополнительное приближение $V_B \ll V$, где V_B — высота барьера Шоттки, а V — приложенное напряжение смещения. Рассмотрение такого приближения имеется в [2]. При этом фактически предполагается, что граница заполнения глубоких центров в стационарном состоянии совпадает с границей области обеднения, а во время заполняющего импульса — с контактом. В результате получают упрощенную формулу для определения

концентрации глубоких центров:

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{N_T}{2N_0}. \quad (2)$$

В работе [3] авторы сохранили одно из слагаемых в скобках в (1), не приводя их оценок. При этом обоснование такого приближения и вносимые им погрешности остались вне рассмотрения.

Настоящая работа посвящена анализу влияния высоты барьера Шоттки, энергетического положения глубоких уровней, концентраций глубоких и мелких дефектов, а также прикладываемых к образцу напряжений и температуры наблюдения сигнала DLTS на вклад, вносимый в формулу для определения концентрации глубокой примеси членами $x_1'^2/W^2$ и x_1^2/W^2 , связанными с границами заполнения глубоких центров.

Относительное отклонение величины $x_1'^2/W^2$ от x_1^2/w^2 не превышает N_T/N_0 . Его учет в (1) приведет к появлению только слагаемых более высокого порядка малости. Поэтому в рамках используемого приближения $N_T \ll N_0$ это отклонение можно не учитывать. При дальнейшем анализе мы не будем различать эти две величины $x_1'^2/W^2$ и x_1^2/w^2 .

Проведем расчет концентрации глубоких центров в рамках модели диода Шоттки с высоким барьером и однородным распределением мелкой и глубокой примесей для случаев „нормального“ и „аномального“ пиков DLTS.

Рассмотрим полупроводник n -типа проводимости с глубоким уровнем в верхней или нижней половине запрещенной зоны, приводящим к появлению „нормального“ и „аномального“ пиков DLTS соответственно (рис. 1 и 2). Случай полупроводника p -типа проводимости исследуется аналогично.

Уравнение Пуассона для стационарного состояния имеет вид

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon} N(x), \quad N(x) = \begin{cases} N_0 + N_T, & 0 < x < x_1 \\ N_0, & x_1 < x < w \end{cases}. \quad (3)$$

[†] E-mail: georg@sci.lebedev.ru

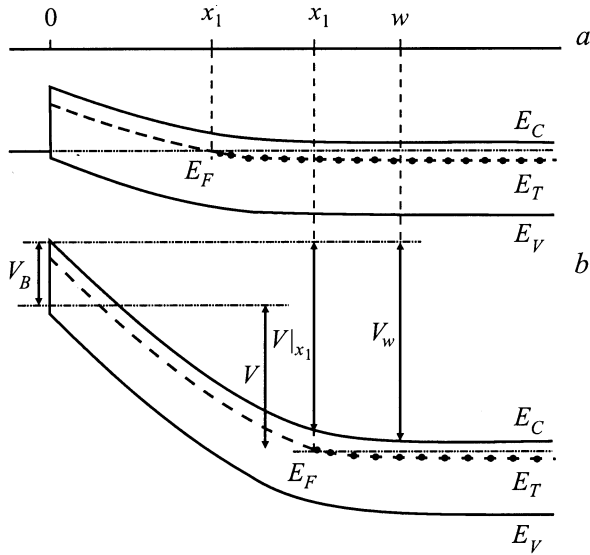


Рис. 1. Зонная диаграмма диода Шоттки с высоким барьером и глубоким уровнем E_T в верхней половине запрещенной зоны, приводящим к появлению „нормального“ пика DLTS в случае полупроводника n -типа проводимости: a — заполняющий импульс, b — стационарное состояние.

Его решение с граничными условиями

$$V|_{x=0} = 0, \quad V|_{x=w} = V_w, \quad \left. \frac{\partial V}{\partial x} \right|_{x=w} = 0 \quad (4)$$

выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} 1 + \frac{N_T x_1^2}{N_0 w^2} = \frac{2\varepsilon}{qN_0 w^2} V_w \\ \left(1 - \frac{x_1}{w}\right)^2 = \frac{2\varepsilon}{qN_0 w^2} (V_w - V|_{x_1}) \end{cases}, \quad (5)$$

$$V_w = -V_B + V + \frac{1}{q} E_F.$$

Величина x_1^2/w^2 может быть выражена из (5) в виде

$$\frac{x_1^2}{w^2} = \left\{ \left[1 - \left(a + \frac{N_T}{N_0} a - \frac{N_T}{N_0} a^2 \right)^{1/2} \right] / \left[1 - \frac{N_T}{N_0} a \right] \right\}, \quad (6)$$

$$a = \frac{V_w - V|_{x_1}}{V_w}.$$

Рассмотрим „нормальный“ случай, когда глубокий уровень E_T лежит в верхней половине запрещенной зоны (рис. 1). Тогда $q(V_w - V|_{x_1}) = E_F - E_T$, причем энергетические положения глубокого уровня E_T и уровня Ферми E_F отсчитываются от края зоны проводимости E_C . Таким образом,

$$a \equiv a_N = \frac{E_T - E_F}{-qV + qV_B - E_F}. \quad (7)$$

Заметим, что после преобразований с учетом (6) и (7) выражение (1) можно привести к виду, полученному

для „нормального“ случая в работе [2]. Однако новизна предлагаемой работы состоит в том, что наряду с „нормальным“ исследуется и „аномальный“ случай. Кроме того, выбранный методом анализа позволяет очень наглядно рассмотреть влияние важных экспериментальных параметров на вид формул для определения концентрации глубоких центров, что практически весьма важно.

В „аномальном“ случае, когда глубокий уровень E_T лежит в нижней половине запрещенной зоны (рис. 2), $V|_{x_1} = -V_B + (1/q)E_T$ и

$$a \equiv a_A = -\frac{qV - E_T + E_F}{-qV + qV_B - E_F}. \quad (8)$$

Заметим, что энергетические положения глубокого уровня и уровня Ферми отсчитываются также от края зоны проводимости.

На рис. 3 представлена зависимость величины x_1^2/w^2 от параметра a . Эта зависимость монотонна, причем $x_1^2/w^2 = 1$ при $a = 0$ и $x_1^2/w^2 = 0$ при $a = 1$. Диапазон значений параметра a от 0 до 1 содержит все практически используемые величины напряжения V для случаев как „нормального“, так и „аномального“ пиков DLTS. Характерной особенностью выражения (6) является очень слабая зависимость x_1^2/w^2 от N_T/N_0 при изменении последней величины в диапазоне от 0 до 0,2, охватывающем все используемые в эксперименте значения N_T/N_0 (рис. 4). Указанная слабая зависимость дает возможность, не зная точно отношения N_T/N_0 , определить по формуле (6) значения x_1^2/w^2 , подставляя в нее вместо действительного N_T/N_0 одно из чисел из указанного выше диапазона, например 0,1. Затем

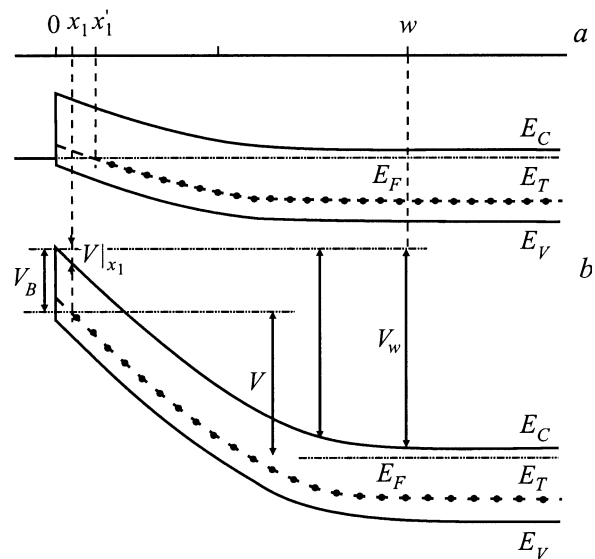


Рис. 2. Зонная диаграмма диода Шоттки с высоким барьером и глубоким уровнем E_T в нижней половине запрещенной зоны, приводящим к появлению „аномального“ пика DLTS в случае полупроводника n -типа проводимости: a — заполняющий импульс, b — стационарное состояние.

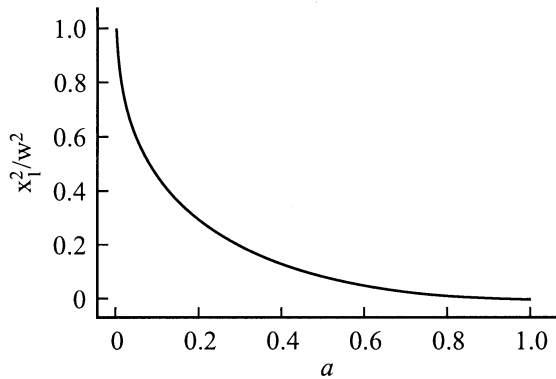


Рис. 3. Зависимость отношения x_1^2/w^2 от параметра a .

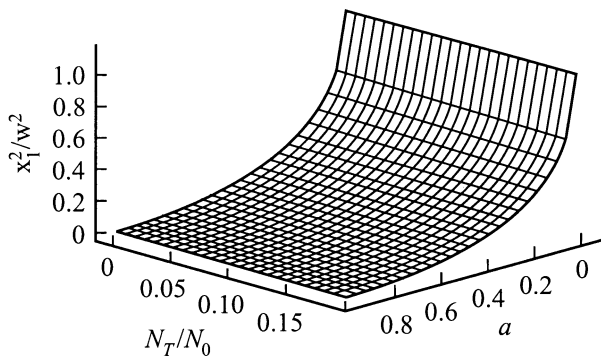


Рис. 4. Зависимость отношения x_1^2/w^2 от параметров a и N_T/N_0 .

полученные значения x_1^2/w^2 и x_1^2/w^2 могут быть использованы для определения концентрации глубоких центров по формуле (1).

Проанализируем зависимость величины x_1^2/w^2 от напряжения, высоты барьера Шоттки и энергетического положения глубокого уровня в запрещенной зоне для „нормального“ и „аномального“ глубоких центров. Для этого удобно рассмотреть указанную зависимость параметра a и воспользоваться (6) или рис. 3.

Рассмотрим сначала случай „нормального“ глубокого центра. В формуле (7) знак $-qV$ при напряжении смещения, соответствующем стационарному состоянию, совпадает со знаком $qV_B - E_F$. Поэтому при большом отрицательном смещении $|-qV + qV_B - E_F| \gg |E_T - E_F|$ и $a_N \approx 0$. Это соотношение выполняется при тем более малых стационарных напряжениях смещения, чем слабее легирован полупроводник и чем меньше глубина уровня E_T .

Поскольку энергия глубокого уровня E_T определяет температуру наблюдения пика DLTS, а положение уровня Ферми E_F определяется мелкими центрами, для низкотемпературных пиков разность $E_T - E_F$ меньше, и соотношение $a_N \approx 0$ выполняется при меньших величинах напряжения смещения. При этих условиях соответствующее слагаемое в формуле (1) $x_1^2/w^2 \approx 1$.

Это означает, что граница заполнения глубокого уровня в стационарном состоянии мало отличается от границы области обеднения. Соотношение $a_N = 1$ выполняется при $qV = qV_B - E_T$, что соответствует положительному напряжению смещения. В часто встречающемся на практике случае $V = 0$ во время заполняющего импульса a_N тем меньше отличается от единицы, тем ближе высота барьера Шоттки к глубине уровня E_T . Случай $a_N = 1$ соответствует обращению в нуль слагаемого x_1^2/w^2 в формуле (1), т.е. заполнению глубокого центра основными носителями во время заполняющего импульса во всей области обеднения и совпадению границы его заполнения с контактом.

В случае „аномального“ глубокого центра $|qV_B - E_F| > |E_T - E_F|$, и при большом отрицательном смещении $|V| \gg |V_B|$ выполняется $a_A \approx 1$. При этом x_1^2/w^2 близко к нулю. Случаю $a_A \approx 0$, формально получающемуся из (8) при положительном смещении $-qV = E_F - E_T$, соответствует прохождение значительного прямого тока. В практически часто используемом случае, когда во время заполняющего импульса $V = 0$, имеет место равенство $a_A = (E_T - E_F)/(qV_B - E_F)$. Для „аномального“ центра энергия E_T сравнима с qV_B . Величина a_A падает с удалением глубокого уровня от валентной зоны E_V (с уменьшением E_T) и увеличением высоты барьера V_B , а также с увеличением температуры, рост которой приводит к росту абсолютной величины E_F . Все это приводит к возрастанию роли слагаемого x_1^2/w^2 в формуле (1), которое в случае „аномального“ пика всегда больше x_1^2/w^2 . Таким образом, если в случае „аномального“ пика слагаемое x_1^2/w^2 при больших обратных напряжениях смещения становится малым, то слагаемое x_1^2/w^2 всегда должно учитываться при определении концентрации глубоких центров в диодах Шоттки с высоким барьером.

Для иллюстрации рассмотрим „аномальный“ донорный центр Au в n -Si, описанный в [3]: $E_T = E_C - 0.76$ эВ, $V_B = 0.9$ В, $N_0 = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $N_T \approx 10^{13}$ см⁻³, $N_C = 2.8 \cdot 10^{19}$ см⁻³ — плотность состояний в зоне проводимости, $T \approx 200$ К — температура наблюдения пика DLTS, $V = -4$ В — смещение в стационарном состоянии, $V = 0$ В — при заполняющем импульсе. Подставляя эти значения в (8), найдем: при $V = 0$ В $a_A = 0.79$, $x_1^2/w^2 = 0.012$; при $V = -4$ В $a_A = 0.97$, $x_1^2/w^2 = 0.0002$. Таким образом, в данном примере использование выражения (2) вместо (1) привело бы к ошибке. Величина x_1^2/w^2 должна быть учтена при определении концентрации глубоких центров, а величиной x_1^2/w^2 по сравнению с x_1^2/w^2 можно пренебречь.

В заключение авторы выражают благодарность Е.А. Бобровой и Н.М. Омелянковой за полезное обсуждение результатов.

Эта работа была поддержана РФФИ (проекты № 00-02-16421 и № 00-02-16607), Министерством науки Российской Федерации как часть программы „Физика твердотельных наноструктур“ (проект № 99-1122) и

как часть программы „Физика квантовых и волновых процессов“, подпрограмма „Фундаментальная спектроскопия“ (проект 01.08.02.8-4).

Список литературы

- [1] Е.Н. Агафонов, У.А. Аминов, А.Н. Георгобiani, Л.С. Лепнев. ФТП, **35**, 48 (2001).
- [2] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Л., Наука, 1981).
- [3] L. Stolt, K. Bohlin. Sol. St. Electron., **28**, 1215 (1985).

Редактор Л.В. Шаронова

The deep trap concentration measurements on high Schottky barrier diodes by the deep-level transient spectroscopy

E.N. Agafonov, A.N. Georgobiani, L.S. Lepnev

P.N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

Abstract A study has been made of the influence of the Schottky barrier height, deep trap energy levels, concentrations of both deep and shallow impurities, the test temperature, and voltages at the diode on the formula determining the concentration of deep traps in the high Schottky barrier diodes by the deep-level transient spectroscopy. The concentration measurement procedure for both the „normal“ and „abnormal“ deep traps, based on the results of the analysis, has been suggested.