

ЕМКОСТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ ОБЛУЧЕННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ГЕРМАНИЙ—КРЕМНИЙ

Белокурова И. Н., Третьяк О. В., Шаховцова С. И.,
Шварц М. М., Шматов А. А.

Методом DLTS исследованы облученные γ -квантами ^{60}Co барьеры Шоттки, изготовленные на твердых растворах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($0 \leq x \leq 0.04$), легированных сурьмой. Получены основные параметры радиационных дефектов, изучены кинетика дефектообразования на начальных стадиях облучения и влияние отжига на термическую стабильность радиационных дефектов. Предложен новый метод обработки сложных спектров DLTS.

В настоящей работе продолжены начатые нами ранее исследования процессов дефектообразования в твердых растворах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ n -типа проводимости [1, 2]. Методом емкостной спектроскопии на барьерах Шоттки, изготовленных на $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, изучены кинетика образования радиационных дефектов (РД) на начальных стадиях облучения, их термическая стабильность, рассчитаны энергетическое положение и сечения захвата.

Из исследований эффекта Холла известно [2], что в $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ типичным при облучении является образование трех типов радиационных акцепторов (E' , E'' , E'''), определяющих процесс компенсации проводимости. Энергетическое положение и электрическая активность РД зависят от содержания кремния. Уровни E' (мелкий) и E'' (более глубокий) расположены вблизи $E_c - 0.2$ эВ, а E''' — в нижней половине запрещенной зоны и не виден из холловских измерений. С увеличением концентрации Si роль E''' в компенсации становится доминирующей. Термическая устойчивость РД E' , E'' и E''' соответствует температуре отжига 380, 430 и 500 К. Вопрос о природе РД в $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ является дискуссионным [1-3]. РД в $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ методом DLTS ранее не изучались.

Исследовались диоды с барьером Шоттки, изготовленные напылением тонкого слоя алюминия 0.15—0.2 мкм на монокристаллические подложки $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, легированные сурьмой в концентрации $4 \cdot 10^{14} \div 1 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Содержание кремния составляло $0 \leq x \leq 4 \cdot 10^{-2}$. Омический контакт наносился электролитическим осаждением золота с последующим его вжиганием в атмосфере водорода при 350 °С в течение 15 мин. Диоды облучались γ -квантами ^{60}Co при мощности дозы 300 Р/с и температуре 40 °С. Отжиг проводился на воздухе при $T = 430$ К.

Измерения DLTS проводились на разработанной нами автоматизированной установке, параметры которой аналогичны описанным в [4]. В качестве особенностей установки можно отметить отсутствие моста переменного тока, возможность при одном температурном сканировании устанавливать несколько «кокон эмиссии», использование в дискриминаторе биполярной прямоугольной весовой функции. Учитывая то, что прежде параметры радиационных дефектов в твердых растворах германий—кремний методом DLTS не определялись, обработку экспериментальных спектров DLTS проводили тремя способами: по температурной зависимости положений максимумов пиков при различных окнах эмиссии [5], по многим точкам кривой DLTS, снятой при одном температурном сканировании [6, 7], по предложенному нами методу моделирования. Первые два метода достаточно хорошо известны. Погрешности при определении параметров центров этими методами в значительной мере связаны с огра-

ниченными возможностями обработки перекрывающихся пиков, необходимостью многократного температурного сканирования для метода Лэнга [5] и трудностями точного определения амплитудного значения и положения по температуре максимума пика в методе [6, 7]. Предложенный нами метод лишен перечисленных недостатков и, кроме того, позволяет расширить возможности метода DLTS.

Рассмотрим общий случай для одновременно перезаряжающихся M -типов глубоких центров. Сигнал на выходе дискриминатора в этом случае, согласно [8], представим в виде

$$P = \frac{K}{T_m} \int_0^{T_m} \left[\sum_{i=1}^M C_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) + n(t) \right] \omega(t) dt, \quad (1)$$

где C_i — величина релаксирующей части емкости для i -го глубокого уровня, τ_i — постоянная времени перезарядки i -го глубокого уровня, $n(t)$ — любая искажающая функция (например, гауссовский шум), K — масштабный коэффициент, $\omega(t)$ — весовая функция, T_m — характерное время выходного фильтра (время интегрирования).

Конкретная корреляционная весовая функция, которую мы использовали в измерениях DLTS, выглядит следующим образом:

$$\omega(t) = \begin{cases} 0, & nT < t < t_0 + nT, \\ 1, & t_0 + nT < t < 3t_0 + nT, \\ 0, & 3t_0 + nT < t < 5t_0 + nT, \quad T = 8t_0; \quad n = 1, 2, 3, \dots \\ -1, & 5t_0 + nT < t < 7t_0 + nT, \\ 0, & 7t_0 + nT < t < 8t_0 + nT. \end{cases} \quad (2)$$

Окно эмиссии в этом случае равно $3.537t_0$. Подставив (2) в (1), получим выражение для сигнала DLTS

$$P = K \sum_{i=1}^M C_i \left(\frac{\tau_i}{2t_0} \right) \left[1 - \exp\left(-\frac{2t_0}{\tau_i}\right) \right] \left[\exp\left(-\frac{t_0}{\tau_i}\right) - \exp\left(-\frac{5t_0}{\tau_i}\right) \right] + Q, \quad (3)$$

где $\tau_i = B_i^{-1} \exp(\Delta \mathcal{E}_i / kT)$, для случая обмена i -го глубокого уровня с зоной проводимости $B_i = N_c v_n \sigma_{n_i}$, а для случая обмена i -го глубокого уровня с валентной зоной $B_i = N_v v_p \sigma_{p_i}$, $\Delta \mathcal{E}_i$ — энергетическое расстояние i -го глубокого уровня от края той разрешенной зоны, с которой обменивается данный уровень, σ_{n_i} , σ_{p_i} — сечения захвата на i -й глубокий уровень электронов и дырок соответственно, v_n , v_p — тепловая скорость электронов и дырок соответственно, Q — величина, не зависящая от температуры, часто пренебрежимо мала.

Для вычисления величин C_i , которые связаны с концентрациями соответствующих глубоких центров, энергий $\Delta \mathcal{E}_i$ и сечений захвата σ_{n_i} (σ_{p_i}) произведем пошаговое сравнение экспериментальных и теоретических данных (метод последовательных приближений [9]). В общем виде запишем

$$\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N |P(j) - Y(j)| = S_k, \quad (4)$$

где $V(j)$, $P(j)$ — соответственно экспериментальное и теоретическое значения сигнала DLTS при j -й температуре, N — количество экспериментальных точек (температур), S_k — погрешность совпадения в k -м шаге, k — номер текущего шага.

Последовательно варьируя определяемые и приближенно заданные параметры по наискорейшему спуску, минимизируем S_k . Вычисления циклически повторяются с уменьшающимся шагом до определенного предела, ограниченного точностью измеренных величин и другими погрешностями.

Аналогично можно вычислить из спектра температурную зависимость сечения захвата. Для этого достаточно избавиться от приближения $\sigma = \text{const}$ и для каждой температурной точки вычислить σ .

На рис. 1 приведены типичные спектры DLTS в области температур 77—300 К для образцов $Ge_{1-x}Si_x$ с различным содержанием кремния, облученных дозой $5 \cdot 10^7$ Р, при величине обратного смещения 2 В и окне эмиссии $7.9 \cdot 10^{-4}$ с. В таблице приведены результаты обработки спектров DLTS тремя способами (E — энергия активации, $\sigma_{n,p}$ — сечение захвата электронов, дырок). При варьировании окон эмиссии вид спектра изменялся. В случае разделяющихся пиков все три метода дают совпадающие в пределах погрешности значения энергетического положения и величин сечений захвата уровней РД. В случае перекрывающихся пиков предложенный нами метод имеет значительные преимущества: по сравнению с методом Лэнга [5] не требуется многократного температурного сканирования, по сравнению с методом [6, 7] имеется достаточно эффективный и простой алгоритм расчета.

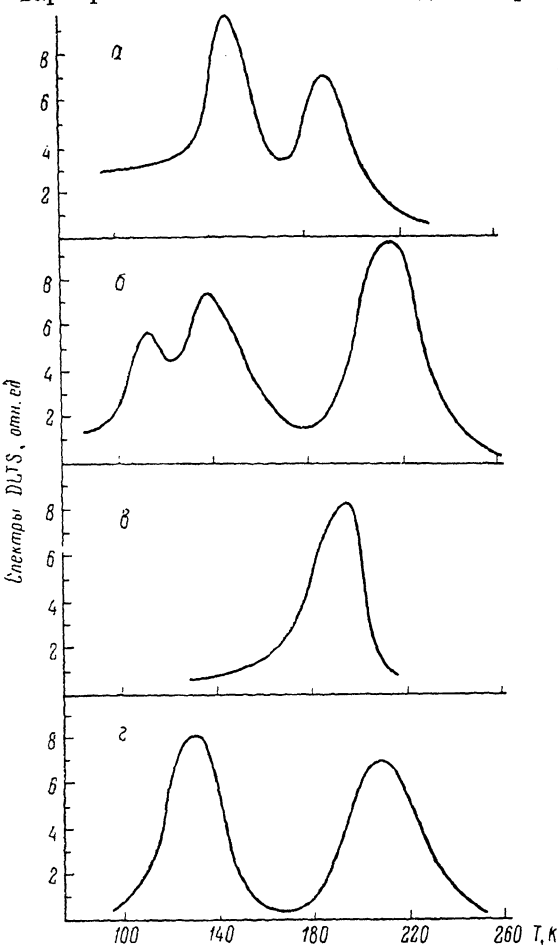


Рис. 1. Спектры DLTS для образцов $Ge_{1-x}Si_x$, облученных дозой $\Phi_\gamma = 5 \cdot 10^7$ Р, при величине обратного смещения 2 В и «окне эмиссии» $7.9 \cdot 10^{-4}$ с.

x: а — 0, б — $1 \cdot 10^{-4}$, в — $3 \cdot 10^{-2}$, г — $4 \cdot 10^{-2}$.

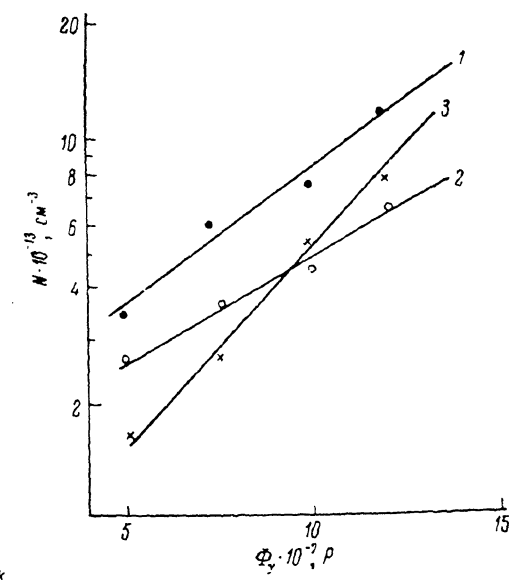


Рис. 2. Дозовые зависимости концентрации уровней РД в $Ge_{1-x}Si_x$ с $x = 4 \cdot 10^{-2}$.

1 — $E_c - 0.15$, 2 — $E_c - 0.28$, 3 — $E_v + 0.19$ эВ.

Согласно результатам исследований твердых растворов $Ge_{1-x}Si_x$ методами DLTS и Холла [1, 2], проведена идентификация уровней РД E' и E'' . С увеличением содержания кремния от $1 \cdot 10^{-4}$ до $4 \cdot 10^{-2}$ положение более мелкого уровня E' изменяется от 0.18 до 0.13 эВ, а более глубокого E'' — от 0.21 до 0.27 эВ (см. таблицу).

Концентрация уровней РД в $Ge_{1-x}Si_x$ возрастает с увеличением дозы облучения. Типичные дозовые зависимости приведены на рис. 2 для $Ge_{0.96}Si_{0.04}$. На начальной стадии облучения ($5 \cdot 10^7 < \Phi_\gamma < 1.2 \cdot 10^8$ Р) наиболее эффективно вводятся РД типа E'' . Начальные скорости введения РД уменьшаются в $Ge_{1-x}Si_x$ с увеличением содержания Si, например $dN^I/d\Phi_\gamma$ и $dN^{II}/d\Phi_\gamma$ равны соответственно $4.7 \cdot 10^{-4}$ и $8.2 \cdot 10^{-4}$ cm^{-1} при $x=0$; $2.8 \cdot 10^{-4}$ и $4.5 \cdot 10^{-4}$ cm^{-1} при $x=0.04$.

Материал, ат% Si	Метод Лэнга [5]		Метод [7]		Метод, предложенный в настоящей работе	
	$E \pm 0.01$ эВ	$\sigma_{n, p}$, см ²	$E \pm 0.01$ эВ	$\sigma_{n, p}$, см ²	$E \pm 0.01$ эВ	$\sigma_{n, p}$, см ²
Ge	$E_c - 0.22$	$\sigma_n = 2.4 \cdot 10^{-17}$	$E_c - 0.21$	$\sigma_n = 1 \cdot 10^{-17}$	$E_c - 0.23$	$\sigma_n = 8 \cdot 10^{-18}$
	$E_c - 0.27$	$\sigma_n = 4 \cdot 10^{-17}$	$E_c - 0.27$	$\sigma_n = 5.3 \cdot 10^{-17}$	$E_c - 0.27$	$\sigma_n = 7.6 \cdot 10^{-17}$
	$E_v + 0.14$	$\sigma_p = 4 \cdot 10^{-18}$	—	—	$E_v + 0.15$	$\sigma_p = 3 \cdot 10^{-17}$
	$E_v + 0.22$	$\sigma_p = 3 \cdot 10^{-18}$	—	—	$E_v + 0.22$	$\sigma_p = 1.7 \cdot 10^{-16}$
Ge—Si (0.01)	$E_c - 0.18$	$\sigma_n = 2 \cdot 10^{-15}$	—	—	$E_c - 0.19$	$\sigma_n = 8.7 \cdot 10^{-16}$
	$E_c - 0.21$	$\sigma_n = 1 \cdot 10^{-14}$	—	—	$E_c - 0.22$	$\sigma_n = 6.3 \cdot 10^{-14}$
	$E_c - 0.37$	$\sigma_n = 2 \cdot 10^{-15}$	—	—	$E_c - 0.36$	$\sigma_n = 2.3 \cdot 10^{-15}$
	$E_v + 0.23$	$\sigma_p = 4.5 \cdot 10^{-16}$	—	—	$E_v + 0.25$	$\sigma_p = 1.9 \cdot 10^{-15}$
Ge—Si (3.0)	$E_c - 0.21$	$\sigma_n = 1.7 \cdot 10^{-17}$	$E_c - 0.16$	$\sigma_n = 6 \cdot 10^{-20}$	$E_c - 0.18$	$\sigma_n = 2 \cdot 10^{-19}$
	—	—	$E_c - 0.22$	$\sigma_n = 4.7 \cdot 10^{-18}$	$E_c - 0.23$	$\sigma_n = 4 \cdot 10^{-18}$
Ge—Si (4.0)	$E_v + 0.21$	$\sigma_p = 3 \cdot 10^{-17}$	—	—	$E_v + 0.2$	$\sigma_p = 3 \cdot 10^{-16}$
	$E_c - 0.13$	$\sigma_n = 2 \cdot 10^{-20}$	$E_c - 0.14$	$\sigma_n = 2.2 \cdot 10^{-19}$	$E_c - 0.15$	$\sigma_n = 2.1 \cdot 10^{-19}$
	$E_c - 0.26$	$\sigma_n = 5 \cdot 10^{-19}$	$E_c - 0.26$	$\sigma_n = 3.6 \cdot 10^{-17}$	$E_c - 0.28$	$\sigma_n = 3.2 \cdot 10^{-17}$
	$E_v + 0.18$	$\sigma_p = 5.5 \cdot 10^{-17}$	—	—	$E_v + 0.19$	$\sigma_p = 1 \cdot 10^{-17}$

Термическая устойчивость уровней РД E' и E'' соответствует стадиям изохронного отжига 380 и 430 К. Уровни E' и E'' отжигаются при температуре 430 К в Ge, облученном дозой $1.2 \cdot 10^8$ Р, в течение 1.5 ч, а в $Ge_{0.96}Si_{0.04}$ — 3 ч.

После отжига РД E' и E'' в спектре Ge наблюдаются уровни $E_v + 0.14$ и $E_v + 0.22$ эВ. Согласно [10], РД с близким к $E_v + 0.14$ эВ значением энергии активации обладает донорными свойствами. В $Ge_{1-x}Si_x$ после отжига наблюдаются только РД с уровнем, на ~ 0.2 эВ превышающим потолок v -зоны. Энергия активации этого уровня уменьшается от $E_v + 0.25$ до $E_v + 0.19$ эВ при изменении x от $1 \cdot 10^{-4}$ до $4 \cdot 10^{-2}$ соответственно. Величины концентрации, скорости введения, вид дозовой зависимости (рис. 2), термическая стабильность позволили идентифицировать его с уровнем РД типа E''' .

Анализ полученных результатов показал существенное уменьшение сечения захвата центров E' и E'' (на 3—4 порядка) при увеличении содержания Si от 0.01 до 3—4 ат%. Столь малые сечения захвата для электронов могут быть связаны, например, с ростом отрицательного заряда центров. Изменение положения E' и E'' с ростом x (уровни смещаются в противоположные стороны и степень заполнения их должна изменяться противоположным образом), а также отсутствие заметной температурной зависимости σ (по результатам расчета по третьей методике) исключают многозарядовую природу центров. Это свидетельствует в пользу образования сложных комплексов с участием Si. Такое заключение не противоречит нашим выводам [1, 2, 11] о возрастающей роли электрических полей неоднородностей, связанных с увеличением степени деформации решетки твердого раствора при введении кремния и с особенностями структуры РД.

Таким образом, в работе предложен новый метод обработки сложных спектров DLTS, имеющий ряд преимуществ по сравнению с известными ранее. Определены параметры уровней РД. Получены факты, свидетельствующие о наличии полей неоднородностей, связанных с деформацией решетки $Ge_{1-x}Si_x$ при введении Si и РД.

Авторы выражают благодарность Р. В. Конаковой за помощь в изготовлении барьеров Шоттки.

Список литературы

- [1] Shahovtsova S. I., Belokurova I. N., Shahovtsov V. I. // Sol. St. Commun. 1982. V. 44. N 8. P. 1169—1174.
- [2] Шаховцова С. И., Шварц М. М., Белокурова И. Н., Хавжу Д. М. // УФЖ. 1985. Т. 30. В. 4. С. 582—585.
- [3] Cleland J. W., James F. J., Westbrook J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1975. V. NS-22. P. 2289—2294.

- [4] Wang K. L. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 1. P. 449—453.
[5] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
[6] Bloa A. L., Favennic H. N., Colin J. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 64. N 1. P. 85—91.
[7] Васильев А. В., Смагулова С. А., Шаймеев С. С. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. С. 162—164.
[8] Miller G. L., Ramires J. V., Robinson D. A. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 6. P. 2638—2644.
[9] Бахвалов Н. С., Жидков Н. П., Кабельков Г. И. Численные методы. М., 1987. 600 с.
[10] Комаров Б. А., Латышев А. В., Ткачев В. Д. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 3. С. 522—525.
[11] Shahovtsova S. I., Shahovtsov V. I., Belokurova I. N. // Sol. St. Commun. 1982. V. 41. N 4. P. 269—272.

Киевский

государственный университет им. Т. Г. Шевченко

Получена 17.04.1989

Принята к печати 9.06.1989