

ГЛУБОКИЕ ПРИМЕСНЫЕ УРОВНИ В СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДАХ ДЛЯ ВОСП

ГЛИБОКІ ДОМШКОВІ РІВНІ У СВІТЛОВИПРОМІНЮЮЧИХ ДІОДАХ ДЛЯ ВОСП

THE DEEP IMPURITY LEVELS IN LIGHT EMITTING DIODES
FOR FIBER OPTICAL SYSTEMS OF COMMUNICATIONS

Аннотация. Изучено влияние глубоких примесных центров в $p-n$ -переходах на основе GaAlAs на эффективность электролюминесценции. Исследовались термостимулированные токи при различных скоростях нагрева $p-n$ -переходов. Обнаружен рост примесных уровней в процессе деградации, приводящий к изменению электрических характеристик $p-n$ -переходов.

Анотація. Вивчено вплив глибоких домішкових центрів в $p-n$ -переходах на основі GaAlAs на ефективність електролюмінесценції. Досліджувались термостимульовані струми при різноманітних швидкостях нагріву $p-n$ -переходів. Виявлено зростання домішкових рівнів в процесі деградації, що призводить до зміни електричних характеристик $p-n$ -переходів.

Summary. Influence of deep impurity centers in GaAlAs $p-n$ -junctions on efficiency of electroluminescence is studied. Thermostimulated currents at various heating velocities $p-n$ -junctions are investigated. Increasing of concentration of impurity centers lead to changing of electrical characteristics of $p-n$ -junctions

В настоящее время в качестве светоизлучающих диодов (СИД) для волоконно-оптических систем передачи (ВОСП) широко используются $p-n$ -переходы на основе GaAlAs. Такие СИД существенно отличаются от индикаторных конструктивно, что обусловлено необходимостью получать малые размеры светящегося пятна и острую диаграмму направленности при высокой требуемой мощности излучения [1]. Эффективность электролюминесценции данных $p-n$ -переходов определяется соотношением между интенсивностями излучательной и безызлучательной рекомбинации носителей заряда. Оно в свою очередь зависит от зонной структуры используемого полупроводника, а также от концентрации активаторных примесей, фоновых примесей и собственных дефектов в полупроводниках [2]. Особенно ограничивается эффективность электролюминесценции $p-n$ -переходов на основе GaAlAs безызлучательной рекомбинации носителей заряда через глубокие уровни. Важнейшей проблемой, как с научной, так и практической точек зрения является вопрос о природе глубоких уровней, служащих основным каналом безызлучательной рекомбинации. Решение данной проблемы укажет пути повышения срока службы СИД и лазерных диодов.

Существует предположение [3], что указанные уровни связаны с собственными и примесными точечными дефектами полупроводников. Но экспериментальных данных недостаточно для решения задачи о природе глубоких уровней, ответственных за безызлучательную рекомбинацию в квазинейтральных областях и в обедненном слое $p-n$ -перехода, и для ответа на вопрос о механизме процессов, приводящих к появлению данных уровней в $p-n$ -переходах. В качестве центров безызлучательной рекомбинации выступают глубокие уровни, обусловленные дефектами различного вида. Такие уровни могут также поглощать излучение, тем самым снижая квантовый выход СИД для ВОСП. Однако, в литературе достаточно мало сведений о природе глубоких уровней в СИД для ВОСП, хотя любая информация, полученная о них, представляет огромный интерес. Сказанное выше свидетельствует о необходимости изучения глубоких рекомбинационных уровней в СИД на основе GaAlAs, и выяснения их роли в безызлучательной рекомбинации носителей заряда.

Цель данной работы – изучение параметров глубоких примесных уровней в $p-n$ -переходах на основе GaAlAs, использующихся в качестве СИД для ВОСП, определение их спектра и концентрации.

Для исследования спектров глубоких уровней используются различные методы: изотермическая релаксация емкости; метод постоянной емкости; гибридный метод; метод фотоемкости; частотный метод; метод термостимулированной емкости; метод затухания фотопроводимости и метод термостимулированного тока (ТСТ). Сравнение условий применимости различных методов показало, что для изучения глубоких уровней в неоднородностях $p-n$ -переходов лучше всего подходит метод ТСТ и анализ температурной зависимости избыточных токов, имеющий высокую чувствительность и большую разрешающую способность.

В процессе выполнения работы и для решения поставленной задачи исследовались структуры на основе *GaAlAs*, описание которых представлены в работах [1, 4].

Сущность метода ТСТ в классическом варианте заключается в изменении проводимости вещества в результате освобождения и рекомбинации неравновесных носителей заряда при повышении температуры кристалла. Если температура кристалла достаточно низка, то после прекращения возбуждения неравновесные носители заряда оказываются «замороженными» на центрах захвата и рекомбинации. Во время нагрева уровень Ферми опускается вниз и происходит термическое освобождение носителей заряда на тех уровнях, которые пересек уровень Ферми, а заполнение нижележащих уровней остается неизменным. Таким образом, происходит поэтапное «термовысвечивание» локальных уровней.

Блок-схема установки для исследования ТСТ в *p-n*-переходах приведена на рис. 1.

Опыты производились в вакуумном криостате специальной конструкции, наполненном газообразным гелием, используемым в качестве теплоносителя. Конструкция криостата позволяла обеспечить регулируемое изменение с заданной скоростью теплового поля в интервале температур 80 - 600° K и скоростей 0,1 – 3,5 град/с, а также производить фотовозбуждение образцов. Атмосфера гелия внутри криостата обеспечивала равенство температур термопары и образца.

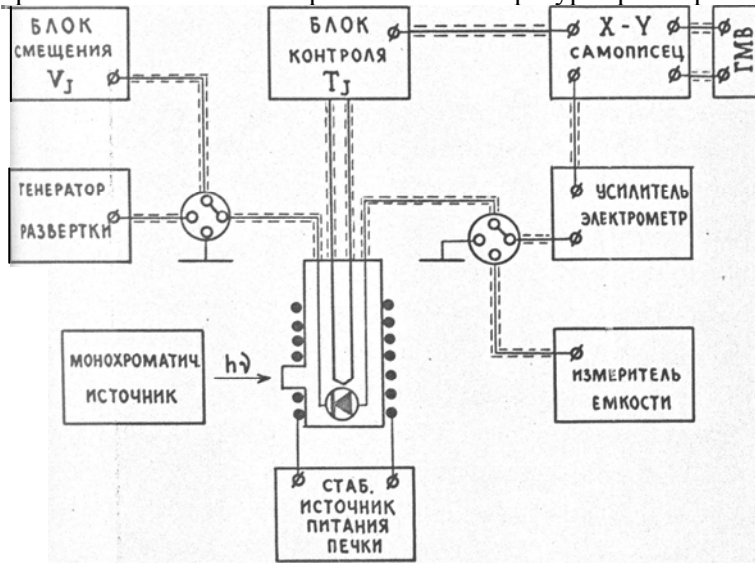


Рисунок 1 – Блок-схема экспериментальной установки для исследования термостимулированных процессов в *p-n*-переходах

от максимальной до минимальной температуры. Линейный нагрев осуществлялся печкой, питаемой от стабилизированного источника питания.

Термостимулированный ток, возникающий в *p-n*-переходе при его нагреве с постоянной скоростью и проявляющийся с наложением на образец некоторой величины обратного смещения, измерялся электрометрическим усилителем. По значению падения напряжения на входном нагрузочном сопротивлении, расположенном внутри выносного блока электрометрического усилителя ВК 2-16, имевший выход на двухкоординатный самописец, ТСТ – спектры записывались на *X-Y* самописца и представляли собой зависимость термостимулированного тока от ЭДС дифференциальной термопары. Установка позволяла получить как температурные зависимости обратных токов через *p-n*-переходы так и их временные развертки при фиксированных температурах. При этом на вход «X» самописца подавались либо сигнал ЭДС термопары, либо сигнал с генератора развертки соответственно. Выходной сигнал с электрометра подавался на вход «Y» самописца. Генератор меток времени (ГМВ) давал дополнительные импульсы тока. Поскольку последние подавались на вход «Y» через равные промежутки времени, то появлялась возможность контроля как скорости нагрева образца в случае определения температурных зависимостей тока, так и временной развертки в случае определения релаксационных характеристик токов при фиксированных температурах.

С целью предотвращения выхода из строя высокочувствительного электрометра ВК 2-16 во время электро- и фотовозбуждения образца выходное нагрузочное сопротивление измерительного прибора переводилось в положение «замкнуто», чем достигалось прохождение токов значительной величины (10 mA) и фототоков через электрическую схему измерительного прибора и на землю непосредственно.

Для регистрации температуры использовалась дифференциальная медь – константановая термопара, один спай которой прижимался к образцу, а другой помещался в воду с тающим льдом. Контроль за скоростью и линейностью нагрева в процессе записи ТСТ – спектров осуществлялся при временной развертке ЭДС термопары в блоке контроля *Tj*. Погрешность в определении температуры не превышала 2°K. Термопара подключалась к *X*-входу самописца ПДС-021.

При измерениях спектров ТСТ образец помещался в держателе с контактами-фиксаторами и тщательно экранировался от внешних электрических и магнитных полей. Конструкция криостата позволяла быстро (3 – 5 минут) осуществлять охлаждение образца

В процессе измерения самих ТСТ, а также при исследовании их релаксационных характеристик образцы находились в темноте. В ходе эксперимента замечено существенное различие в характере заполнения уровней в запрещенной зоне исследованных *p-n*-переходов от того, происходит ли это заполнение посредством электрического поля или же посредством потока света. Энергия активации глубоких уровней определялась из соотношения [5, 6]

$$\ell_n \frac{T_m^2}{\beta} = \frac{E_t}{kT_m} - \ell_n \frac{VkN_c S_t}{E_t}, \quad (1)$$

где $\beta = dT/dt$ – скорость нагрева; T_m – температура, соответствующая максимальному значению ТСТ; E_t – глубина залегания уровней в запрещенной зоне, отсчитанная от дна зоны проводимости и соответствующая значению T_m ; S_t – сечение захвата электронов ловушкой; V – тепловая скорость электронов; N_c – эффективная плотность состояний в *c*-зоне; k – постоянная Больцмана. Параметры примесных центров рассчитывались в предположении отсутствия повторного прилипания и неизменности ширины обедненного слоя в процессе опустошения ловушек [6], что подтверждается неизменностью емкости *p-n*-переходов при заполнении и опустошении ловушек. Необходимо отметить, что при емкостных измерениях следует учитывать следующий факт: присутствие глубоких центров в концентрациях, сравнимых с концентрацией легирующей примеси, может привести к образованию высокоомных слоев, прилегающих к *p-n*-переходу и емкость не будет равна барьерной емкости, а потенциал отсечки – разности потенциалов [7].

Выражение (1) удовлетворительно описывает экспериментальные результаты для случая, когда зависимость $I(T)$ имеет один или несколько явно выраженных ТСТ – максимумов, положение которых по оси температур определяется скоростью нагрева образца. В этом случае из зависимости $\ell_n(T_m^2/\beta)$ от $1/T_m$ можно определить величину E_t . Для температурной зависимости ТСТ имеем [6]:

$$I(T) = \frac{en_0 LS}{\tau_{t_0}} \exp\left(-\frac{E_t}{kT} - \frac{kT^2}{\beta \tau_{t_0} E_t} e^{-E_t/kT}\right), \quad (2)$$

где e – заряд электрона; $r_{t_0} = \frac{C_r V_0}{eLS}$ – исходная концентрация заполненных ловушек; L и S – геометрические параметры образца (его длина и сечение); C_r и V_0 – геометрическая емкость и начальная остаточное напряжение на образце после его возбуждения; $\tau_{t_0} = (VS_t N_c)^{-1}$, остальные обозначения те же, что и в (1). Необходимым условием для применения выражения (2) является $E_t \gg kT$. Для определения параметров E_t и S_t из (2) приравняем

$$\left. \frac{dI}{dT} \right|_{T=T_m} = 0, \text{ тогда}$$

$$\frac{E_t}{kT_m^2} = \frac{VS_t N_c}{\beta} e^{-E_t/kT_m^2}, \quad (3)$$

и

$$X_c(P') = \frac{E_t}{kT_m} = \frac{1,455}{P' - 1} - \frac{0,790}{P'}, \quad (4)$$

где $P' = T_m/T'$, T' – температура полувысоты максимума ТСТ – тока со стороны низких температур. Для сечения захвата ловушки согласно (3) имеем

$$S_t = \frac{\beta x e^x}{VN_c T_m}. \quad (5)$$

Методика обработки экспериментальных кривых ТСТ [5] позволяет определить также факт отсутствия или наличия перезарядки ловушек. С этой целью обработка ТСТ – пиков проводилась и со стороны высоких температур. Вместо уравнения (4) было получено

$$X_c(P'') = \frac{E_t}{kT_m} = \frac{0,99P''}{1 - P''} - 0,26P'', \quad (6)$$

где $P'' = T_m/T''$ и T'' – температура полувысоты максимума ТСТ – пика со стороны высоких температур. Несовпадение значений E_t , определенных согласно (4) и (6) является достаточно надежным указателем перезарядки ловушек.

Степень заполнения ловушек и их концентрацию оценивали по формуле:

$$N_t \cong n_t = \frac{\int_{t_0}^{\infty} Idt}{\beta eLS} = \frac{C_r V_0}{eLS}, \quad (7)$$

где $\frac{1}{\beta} \int_{t_0}^{\infty} Idt = C_r V_0$, $n_t = N_t$.

Таким образом, измерение температур T_m , T' и T'' , соответствующих максимумам ТСТ и значениям тока $T_m/2$ на восходящем и нисходящем участках ТСТ, позволяет находить глубину примесных уровней.

Термостимулированные токи в $p-n$ -переходах на основе $GaAlAs$ исследовались при различных способах перезарядки локальных уровней в обедненном слое. Перезарядка осуществлялась за счет изменения ширины области объемного заряда при изменении отрицательного смещения $p-n$ -перехода, а также при заполнении глубоких уровней в обедненном слое за счет инжекции электронов и дырок при прямом смещении. Заполнение примесных уровней существенно зависит от способа перезарядки.

На рис. 2 представлены спектры ТСТ образца СИД на основе $GaAlAs$ № 5 при различных скоростях нагрева. Образец охлаждался до температуры жидкого азота, затем в течение 2 мин. пропускался инжекционный ток величиной 2 мА. После снятия прямого смещения образец выдерживался 5 мин. без поля и включали обратное смещение до 5 В. Под напряжением нагревали образец и записывали ТСТ. Для сравнения снимали ТСТ при постоянно включенном фиксированном смещении во время охлаждения, выдержки при температуре 77° К и нагреве. ТСТ перезарядки примесных центров определяли как разность указанных кривых. Температуры максимума равны 297,5; 293,5; 219,4 и 291,8° К соответственно для кривых 1, 2, 3 и 4. Из рис. 2 видна тенденция сдвига максимума в низкотемпературную область при увеличении скорости нагрева. Такая же закономерность наблюдается и у других исследованных образцов (см. табл. 1). На рис. 3 приведены результаты терморасчистки вблизи основного пика, наблюдающегося на ТСТ. Кривые 1, 2 и 3 снимались последовательно после повторного охлаждения образца №4.

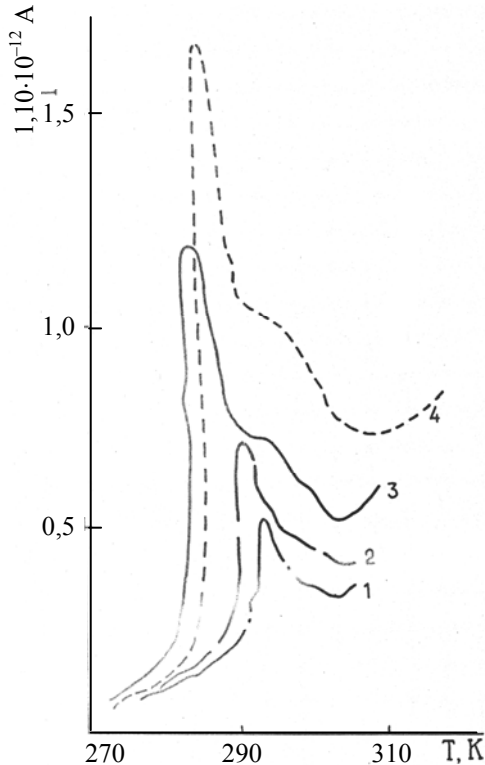


Рисунок 2 – Кривые ТСТ образца № 5 при различных скоростях нагрева

- 1 – $\beta = 0,05^\circ \text{ K/c}$;
- 2 – $\beta = 0,12^\circ \text{ K/c}$;
- 3 – $\beta = 0,27^\circ \text{ K/c}$;
- 4 – $\beta = 0,33^\circ \text{ K/c}$

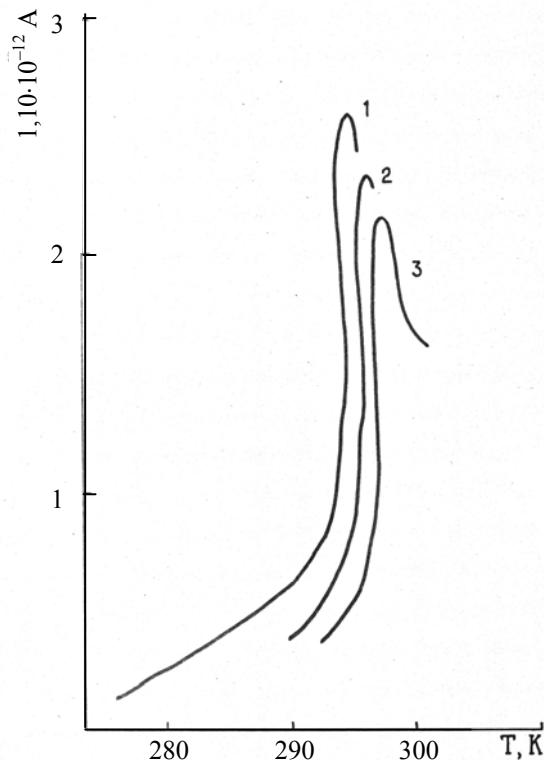


Рисунок 3 – Применение "терморасчистки" кривой ТСТ для образца №4 при скорости нагрева $\beta = 0,24^\circ \text{ K/c}$

Таблица 1 – Параметры глубоких уровней, определенные методом ТСТ

№ образца	5			6			19		
	β	T_m, K	$E, \text{эВ}$	$\beta, K/c$	T_m, K	$E, \text{эВ}$	$\beta, K/c$	T_m, K	$E, \text{эВ}$
	0,06	297,5	0,58	0,03	293,7	0,570	0,05	289,0	0,56
	0,11	292,5	0,56	0,09	291,7	0,566	0,07	291,0	0,56
	0,12	293,5	0,57	0,11	288,0	0,558	0,12	293,2	0,57
	0,27	289,4	0,56	0,14	285,4	0,553	0,20	298,0	0,58
	0,33	291,8	0,57	0,25	282,5	0,548			
				0,35	274,0	0,531			

Сразу же после достижения максимума образец с криостатом погружался в жидкий азот и охлаждался до температуры $80^\circ K$. После этого опять нагревался с постоянной скоростью и снималась кривая 2, а затем кривая 3. Из рис. 3 видно, что этот пик является суммой несколько близко расположенных пиков ТСТ.

Вообще терморасчистка не дала возможности полностью избавиться от основного пика, который маскировал ток ТСТ, за который были ответственны близко расположенные центры. Для расчета глубины залегания энергетических уровней, исследуемых методом ТСТ, применяли метод начального наклона. После вычисления тангенса угла наклона получили значение $E_i = 0,55 \text{ эВ}$ и $0,57 \text{ эВ}$. Видно, что положение максимумов ТСТ кривых очень близки, это объясняется близким расположением друг от друга уровней (рис. 3). При различных скоростях нагрева они по-разному влияют на начальный участок кривой ТСТ. Для расчетов была использована формула

$$E_i = nkT_m, \quad (8)$$

где n – коэффициент пропорциональности для приближенной оценки E_i . Измерения и расчеты показали, что глубина залегания примесных центров у всех образцов лежит в пределах от $0,55$ до $0,58 \text{ эВ}$. Сравнение кривых ТСТ образцов № 4 и 19, деградированных при пропускании тока 50 mA и температуре $300^\circ K$ в течение 1500 часов, и недеградировавшего образца № 5 показывает, что у деградировавших СИД для ВОСП спад кривой ТСТ после основного максимума (рис. 4) много меньше, чем у образца № 5 (рис. 5). Это указывает на увеличение концентрации глубоких центров, кривые ТСТ которых лежат после основного пика.

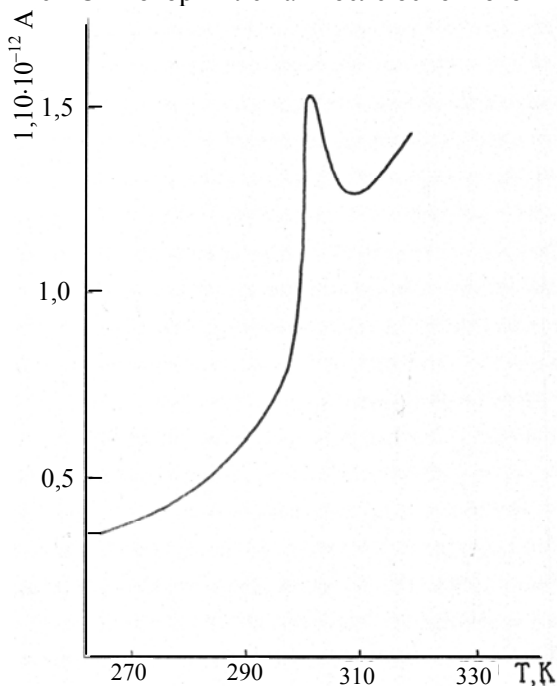


Рисунок 4 – Кривая ТСТ для образца № 4 при скорости нагрева $\beta = 0,14^\circ K/c$

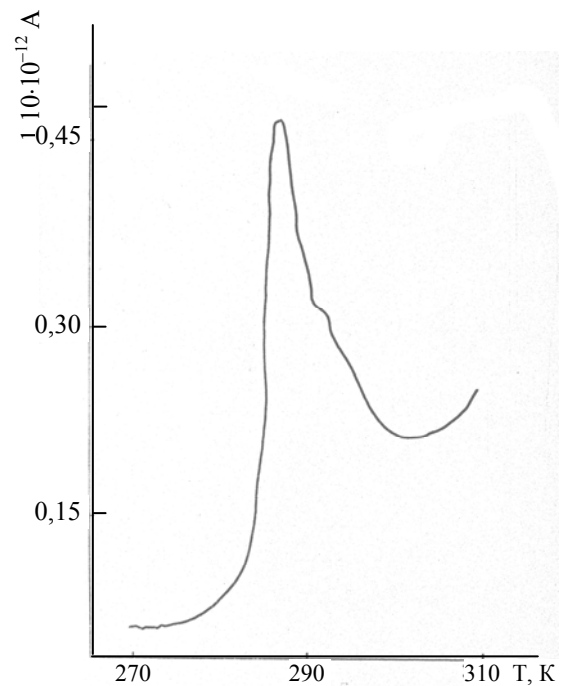


Рисунок 5 – Кривая ТСТ для образца № 5 при скорости нагрева $\beta = 0,11^\circ K/c$

Оценка кривых ТСТ образцов № 5 и 6 в районе основного пика показывает, что не изменилась величина тока ТСТ, а значит и концентрация глубокого центра, ответственного за этот пик. Из анализа ТСТ следует, что существует целый ряд примесных центров, отвечающие за токи ТСТ, появляющиеся в диапазоне температур от 200 до 340° К. В процессе деградации исследованных структур концентрация глубоких центров изменилась на 15-20 %. При расчете сравнивалась площадь под кривыми ТСТ у образцов № 5 и 6. Рассчитывая концентрацию примесных центров предполагали, что ширина высокоомного слоя W образцов во время измерения ТСТ не изменялась. Расчет емкостных характеристик дал величину W порядка 0,2 мкм. Концентрация примесных центров составила $1,2-1,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до деградации и $1,6-2,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ после деградации. Из сопоставления кривых ТСТ образцов № 5, 4 и 6 видно, что основной причиной изменения электрических характеристик $p-n$ -переходов исследованных СИД для ВОСП при пропускании прямого тока является накопление примесных центров.

В заключение необходимо отметить, что применение предложенного метода ТСТ для изучения глубоких уровней в неоднородностях $p-n$ -переходов позволило обнаружить ряд глубоких уровней с энергией ионизации от 0,55 до 0,58 эВ. Эти уровни близко расположены друг от друга и по-разному влияют на начальный участок ТСТ при различных скоростях нагрева. Анализ литературных данных показывает, что указанные уровни могут быть связаны с центрами, содержащими атомы Си, Fe и собственные дефекты. Поэтому для повышения эффективности и стабильности СИД необходимо уменьшить дефектность $p-n$ -переходов.

Литература

1. *Ирха В.И.* Исследование деградации светоизлучающих диодов для ВОСП / В.И. Ирха // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2010. – № 1. – С. 158-163.
2. *Ирха В.И.* Эффективность электролюминесценции в $p-n$ -переходах на основе $GaAlAs$ с учетом влияния глубоких рекомбинационных центров / В.И. Ирха // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2009. – № 2. – С. 106-109.
3. *Викулин И.М.* Безызлучательная рекомбинация в излучающих $p-n$ -переходах. Обзор по электронной технике / [Викулин И.М., Ирха В.И., Панфилов М.И., Присекин В.И.]. – Одесса, 1996. – 47 с.
4. *Ирха В.И.* Особенности структур и характеристик диодов для волоконно-оптических линий связи / Ирха В.И. // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2004. – № 1. – С. 86-88.
5. *Ждан А.Г.* Определение параметров ловушек методом термостимулированного разряда конденсатора / А.Г. Ждан, В.Б. Сандомирський // ФТП. – 1968. – Т. 2. – № 1. – С. 11-18.
6. *Бьюб Р.* Фотопроводимость твердых тел / Бьюб Р.. – М.: Мир, 1962. – 558 с.
7. *Берман Л.С.* Спектроскопия глубоких центров в полупроводниках / Л.С. Берман. – М.: Наука, 1981. – 175 с.