

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

**«Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»
(НИТУ «МИСиС»)**

*ИНСТИТУТ
КАФЕДРА
НАПРАВЛЕНИЕ
(ПРОФИЛЬ)*

**Новых материалов и нанотехнологий
Полупроводниковой электроники и физики полупроводников
11.04.04 «Электроника и нанoeлектроника»**

Домашнее задание

**Дисциплина: Методы характеризации полупроводниковых
материалов и структур**

Тема:

**Построение спектра глубоких уровней методом
релаксационной спектроскопии.**

Обучающийся (группы)

МЭН-19-2-2
(аббревиатура)

Васильев А.А.
(Фамилия И.О.)

Преподаватель

ст. преподаватель
(должность)

Щемеров И.В.
(Фамилия И.О.)

Оценка с учетом защиты

(оценка)

(дата)

Москва 2019

Задание

Студентам выдаётся модель спектра, снятого с диода Шоттки. По результатам измерений строится спектр глубоких примесей в образце, делается вывод о наличии глубоких примесей, их энергии. Вовремя выполненной считается домашняя работа, правильно посчитанная и сданная до начала последней лекции (13.12.2019).

Необходимые для расчётов данные:

- вариант 4
- материал - GaN;
- эффективная масса электронов - 0.2, дырок - 0.8;
- ширина запрещённой зоны - 3.4 эВ;
- площадь диода - 1 мм²;
- Концентрация легирующей примеси (не надо вычислять) $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$;
- измерения проводились при -2В, импульсы -1В, продолжительность импульсов достаточна для установления квазистационарного состояния.

1 Теоретическое введение

Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) – эффективная и мощная методика для наблюдения и характеристики глубоких уровней (ГУ) в полупроводниках. Оригинальная методика была представлена в 1974 году Д.В. Лангом [1]. Суть метода заключается в использовании емкости барьерной структуры в качестве зонда для отслеживания состояний ГУ.

Главное преимущество DLTS – быстрое и полное описание ГУ в образце, так же метод достаточно чувствителен, его спектр легок в анализе и заметно различие в ловушках для основных и неосновных носителей заряда. Так же во многих вариантах обычного DLTS глубокие уровни заполняют свободными носителями с помощью тока или оптического возбуждения.

Последующие термоэмиссионные процессы дают изменение в значении емкости, а параллельное увеличение или уменьшение температуры с постоянной скоростью позволяет исследовать большой энергетический диапазон внутри запрещенной зоны исследуемого материала. Эти переходные процессы предоставляют информацию об уровне энергии, путем наблюдения перехода емкости в состояние равновесия после воздействия на нее некоторым возмущением.

При изменении напряжения, приложенного к р-п переходу, мы получаем соответствующие изменения в толщине обедненного слоя, это, в свою очередь, приводит к изменению числа свободных носителей заряда с обеих сторон обедненного слоя и как результат изменение в значении емкости. Вклад в изменение емкости приносит как само изменение толщины обедненного слоя (барьерная емкость) так и изменение числа неосновных носителей заряда (диффузионная емкость), вклад барьерной емкости превалирует на обратных смещениях, диффузионной же на прямых. В барьерах Шоттки диффузионная емкость отсутствует из-за малой концентрации неосновных носителей заряда.

Допустим р-п переход с условным ГУ с энергией E_T . В состоянии равновесия поток носителей заряда через ловушку равен нулю. Носителями в обедненной области пренебрегаем. По полуэмпирическому закону Шокли-Рида-Холла, отношение между концентрацией ГУ N_T и концентрацией заполненных уровней n_T определяется формулой:

$$e_p n_T = (e_n + e_p) N_T, \quad (1)$$

где e_p и e_n – скорость выброса дырок и электронов с ловушек, s^{-1} ;

n_T – концентрация заполненных ловушек, cm^{-3} ;

N_T – полная концентрация ловушек, cm^{-3} .

Сразу после возмущения, в приближении резкого p^+ - n перехода, где преимущественно весь обедненный слой находится со стороны n -типа, число заполненных уровней в области n -типа меняется, что приводит к изменению полного заряда в данной области и изменению емкости. Такое изменение емкости обусловлено только изменением заселенности ГУ в запрещенной зоне.

Допустим, что на структуру подано обратное смещение V_R , отключаемое в момент времени $t = 0$. Далее электроны будут захватываться ГУ в объеме, где в предыдущий момент времени была область обеднения. Пренебрегая вторичным захватом электронов, получим формулу:

$$\frac{dn_T}{dt} = c_n(N_T - n_T), \quad (2)$$

где c_n – постоянная времени захвата электронов, s^{-1} .

Если импульс был достаточно долгим ($t_p \gg 1/c_n$) то все ГУ заполнены ($n_T(t = 0) = N_T$), то при возвращении системы в стационарное состояние обедненный слой снова обеднен свободными носителями заряда, ГУ начинают испускать захваченные носители, n_T меняется со временем:

$$\frac{dn_T}{dt} = e_p N_T - (e_n + e_p)n_T. \quad (3)$$

Решением будет уравнение:

$$n_T(t) = \frac{e_p}{e_n + e_p} N_T + \frac{e_p}{e_n + e_p} N_T \exp[-(e_n + e_p)t]. \quad (4)$$

Для ГУ, излучающего электроны, заселенность описывается уравнением:

$$n_T(t) = N_T \exp[-e_n t]. \quad (5)$$

Изменение заселенности ГУ со временем не может быть измерено напрямую. Простейший способ сделать это, косвенно измерять емкость барьерной структуры, связывая ее с заселенностью ГУ:

$$C = \frac{\varepsilon A}{W}, \quad (6)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость образца, F/cm ;

A – площадь барьерной структуры, cm^2 ;

W – толщина обедненного слоя, см.

Учитывая вклад ГУ в ширину обедненного слоя и емкости получим формулу:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_{bi} + V)}{qN_D^*}}, \quad (7)$$

где $N_D^* = N_D - n_T$, см⁻³.

Теперь, для $n_T \ll N_D$ получим следующее уравнение:

$$C = C_0 \left(1 - \frac{n_T}{2N_D}\right), \quad (8)$$

где C_0 – емкость структуры при напряжении V_R , Ф.

Подставляя уравнение (5) в уравнение (8) получим формулу:

$$C = C_0 \left(1 - \frac{n_T}{2N_D} \exp[-(e_n + e_p)t]\right). \quad (9)$$

Таким образом скорость выброса с ГУ и их концентрация может быть вычислена из изменения емкости барьерной структуры.

1.1.1 Физика процессов

Кривая релаксации емкости, описываемая уравнением (9), полученная при постоянном обратном смещении и постоянной температуре, даст информацию о скорости эмиссии н.з. с ГУ. При необходимости исследовать образец в некотором температурном диапазоне с большим количеством различных уровней в запрещенной зоне – процесс становится времязатратным, и здесь DLTS имеет значительное преимущество перед традиционными методами.

Главной особенностью этой методики является концепция временных окон. Выходной сигнал отличен от нуля только тогда, когда релаксация емкости проходит с скоростью, соответствующей данному временному окну. Теперь, когда температура меняется с постоянной скоростью, изменяя за собой скорость эмиссии, выходной сигнал возникает, когда эмиссия н.з. происходит в рамках временного окна. Т.е. DLTS – методика позволяющая отфильтровывать только

сигнал от того ГУ, которому соответствует данное временное окно. Таким образом мы можем многократно модулировать емкость, пока меняется температура, получая информацию о том, какие уровни присутствуют в образце, каковы их концентрации, и, используя различные значения временных окон, мы можем получить энергии активации ГУ.

Для получения DLTS спектра допустим, что релаксация емкости описывается согласно уравнению:

$$C = C_0 \left(1 - \frac{N_T}{2N_D} \exp \left[-\frac{t}{\tau_e} \right] \right), \quad (10)$$

$$\tau_e = \frac{1}{e_n} = \frac{\exp[(E_C - E_T)/kT]}{\gamma_e \sigma_e T^2}, \quad (12)$$

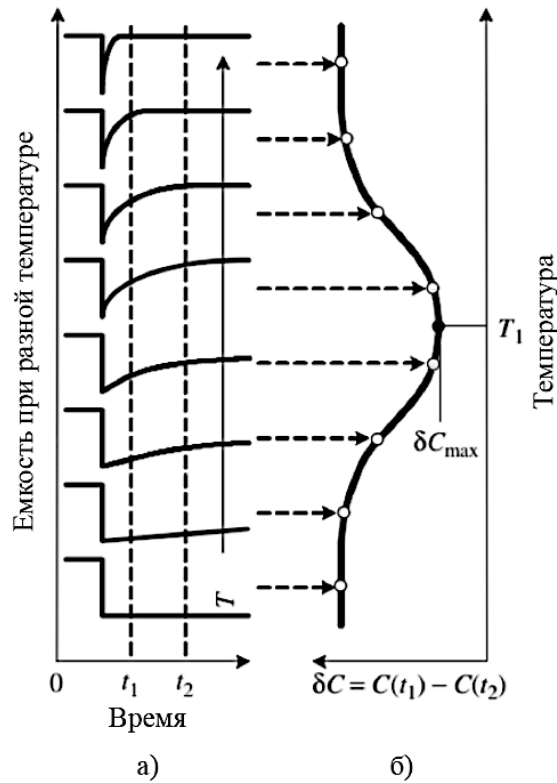
где $\gamma_e = (v_{th}/T^{1/2})(N_c/T^{3/2})$, $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$;

σ_e – сечение захвата электрона, см^2 .

Коэффициент τ_e уменьшается с увеличением температуры соответственно и кривые релаксации меняют свою форму (см. рисунок 1а). Разница емкостей в моменты времени t_1 и t_2 ($\delta C = C(t_1) - C(t_2)$) и есть DLTS спектр, возникающий в координатах C-T (см. рисунок 1б). Кривые релаксации могут искажаться шумом, и поэтому важной частью DLTS анализа является извлечение полезного сигнала из зашумлённых входных данных. Фильтрация осуществляется путем домножения опорной функции (10) на некоторую весовую функцию $\omega(t)$:

$$\delta C = \frac{C_0}{T} \int_0^T \left(1 - \frac{N_T}{2N_D} \exp \left[-\frac{t}{\tau_e} \right] \right) \omega(t) dt, \quad (13)$$

где T – временное окно ($T = t_1 - t_2$), К.



Набор кривых релаксации (а) при разных температурах и преобразование сигнала в спектр DLTS (б)

Рисунок 1 – Применение концепта временных окон [2]

Ёмкость измеряется в момент времени t_1 и t_2 от начала импульса. Сигнал будет разницей ёмкостей, измеренных в эти моменты времени $\delta C = (C(t_1) - C(t_2))$. Температура медленно увеличивается, пока образец многократно пульсирует между нулевым и обратным смещением V_R . Разница в ёмкости будет минимальной при слишком быстрой или слишком медленной релаксации, в таких случаях сигнал будет в районе 0. При τ порядка временного окна, сигнал будет отличен от нуля, давая локальный максимум в DLTS спектре (см. рисунок 1б). Используя следующую весовую функцию $\omega(t) = \delta(t - t_1) - \delta(t - t_2)$ в выражении (13) получим:

$$\frac{\delta C}{C_0} = \frac{C(t_1) - C(t_2)}{C_0} = \frac{N_T}{2N_D} \left(\exp \left[-\frac{t_2}{\tau_e} \right] - \exp \left[-\frac{t_1}{\tau_e} \right] \right). \quad (14)$$

Максимум, можно определить найдя производную уравнения (14) по переменной τ_e и приравняв производную к нулю, получим:

$$\tau_{e,max} = \frac{t_1 - t_2}{\ln(t_1/t_2)}. \quad (15)$$

Уравнение (15) не зависит от амплитуды ёмкости, поэтому $\tau_{e,max}$ может быть вычислено независимо от формы кривой и величины ёмкости. Для заданного набора временных окон, в точках максимума DLTS спектра можем рассчитать $\tau_{e,max}$ для каждого временного окна, которое соответствует одному локальному максимуму. Исходя из уравнения (14) можем рассчитать энергию активации и сечение захвата в координатах $\ln(\tau_e T^2)$ от $1/T$.

1.1.2 Характеристика глубоких центров

Из уравнения (14) видно, что DLTS сигнал пропорционален амплитуде ёмкостной релаксации, поэтому, можем переписать это уравнение следующим образом, считая, что все ГУ заполнены:

$$\frac{\delta C}{C_0} = \frac{N_T}{2N_D}. \quad (16)$$

Для экспоненциальных кривых релаксации ёмкости, концентрации ловушек будут определяться как:

$$N_T = 2 \frac{\delta C}{C} N_D \cdot \frac{k^{k/(k-1)}}{k-1}, \quad (17)$$

где $k = t_2 / t_1$, см.

2 Расчет спектра

Для начала выведем все кривые релаксации полученные в процессе измерения DLTS спектра (рисунок 2):

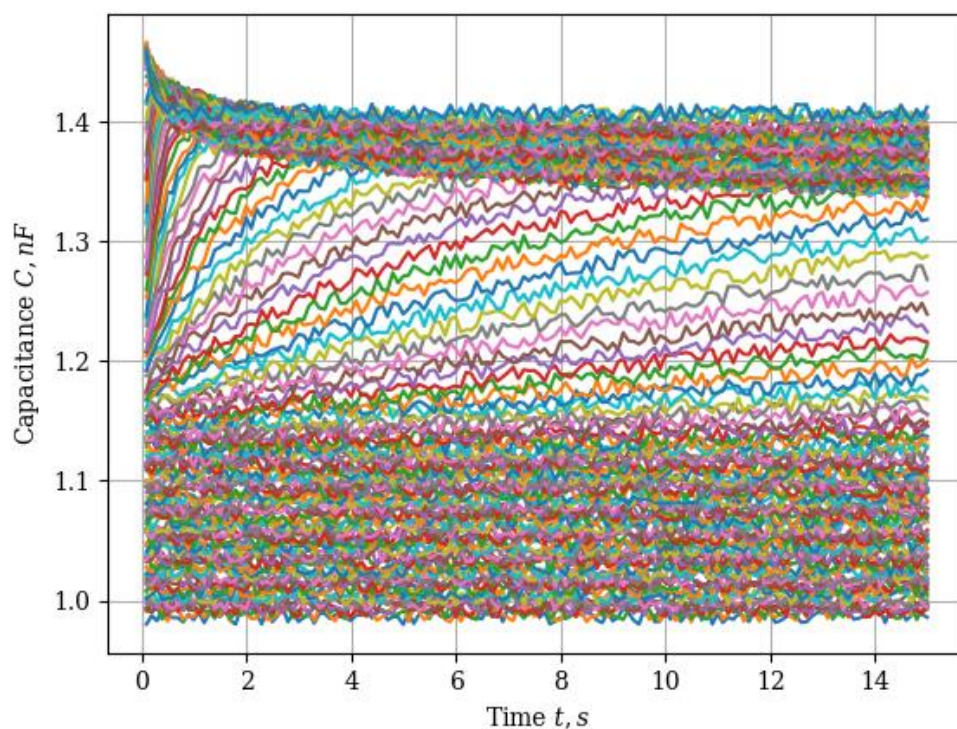


Рисунок 2 – Кривые релаксации

Применим на кривые релаксации фильтр Савицкого-Голея чтобы устранить шум. Данный фильтр позволяет эффективно сглаживать, не меняя общей тенденции данных (рисунок 3).

Возьмем величину $t_2/t_1 = 10$, тогда максимальное количество временных окон будет 14. Согласно формуле (14) рассчитаем спектр, где время релаксации будет определяться по формуле (15) (рисунок 4).

В спектре видно две ловушки, первая ловушка для основных носителей заряда, вторая для неосновных. Рассчитаем энергию активации, концентрацию и сечение захвата для двух ловушек.

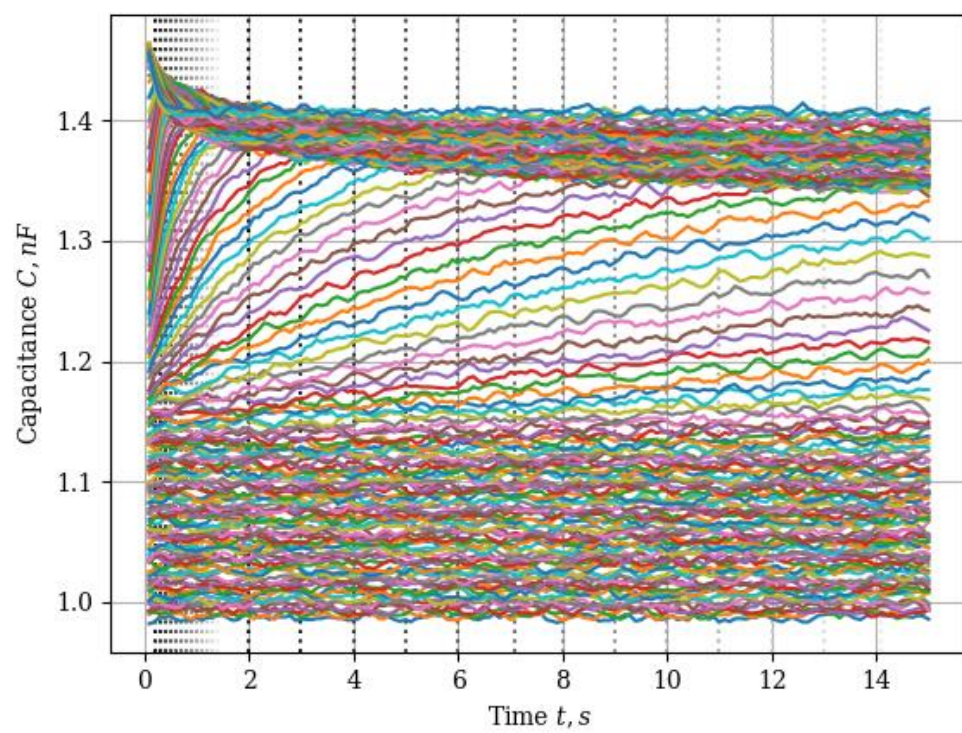


Рисунок 3 – Сглаженные кривые релаксации

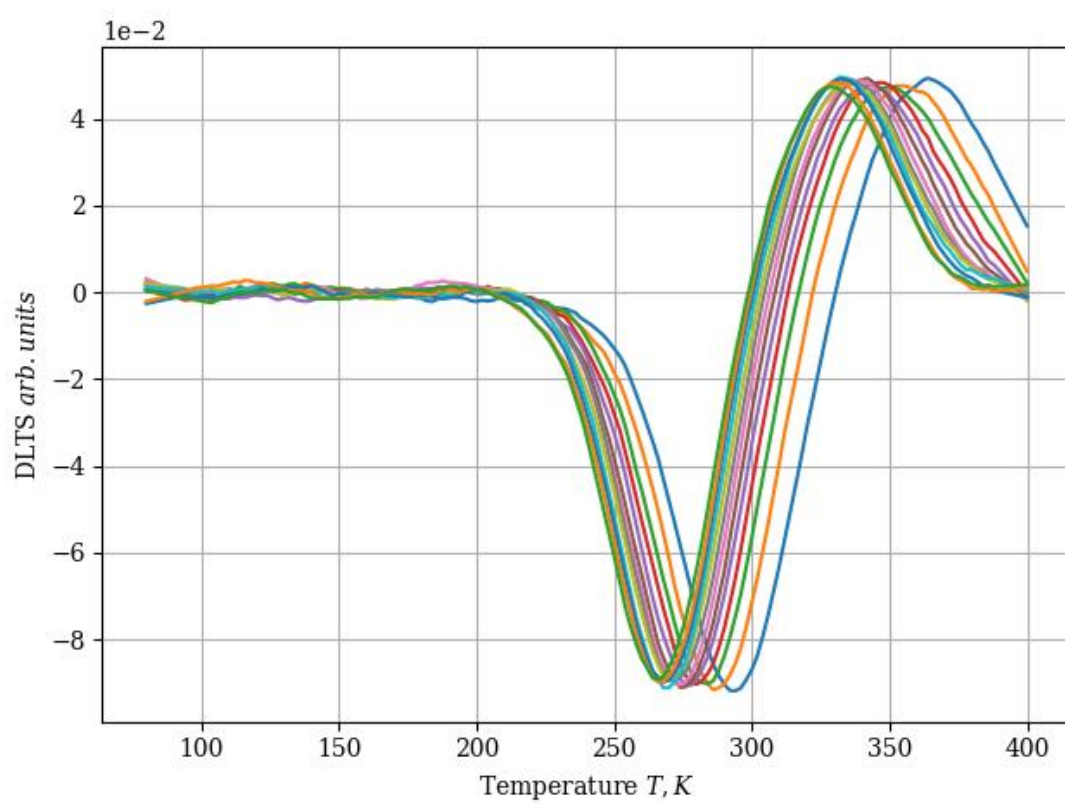
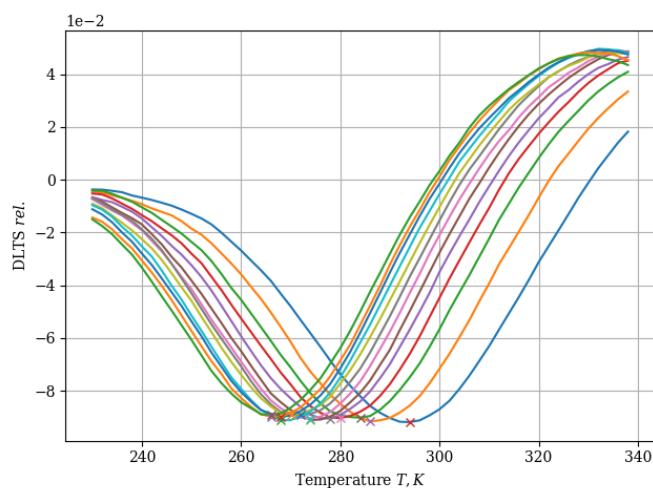
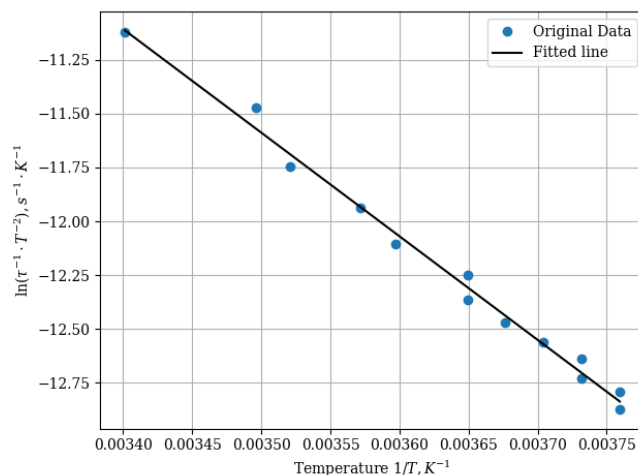


Рисунок 4 – Спектр DLTS

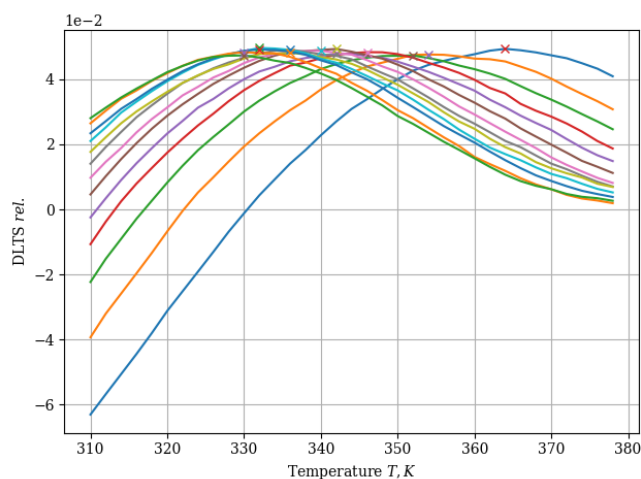


а)

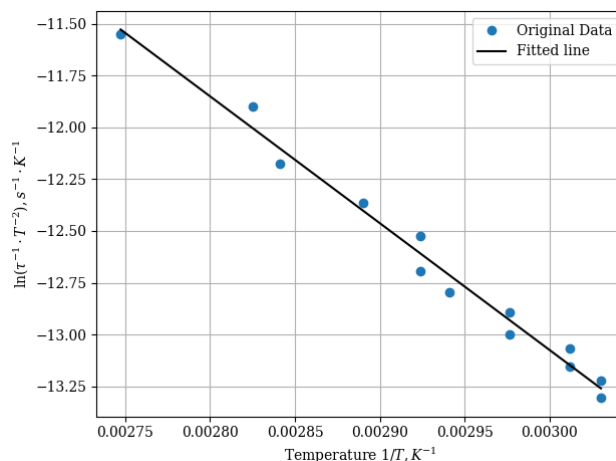


б)

Рисунок 5 – Определение позиции пика (а) и спрямление в Аррениусовских координатах(б) для пика основных носителей заряда



а)



б)

Рисунок 6 – Определение позиции пика (а) и спрямление в Аррениусовских координатах(б) для пика неосновных носителей заряда

Параметры вычисленных уровней представлены в таблице 3, расчетные данные представлены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1 – Данные для расчета энергии активации ГУ основных носителей заряда

| $1000/T, K$ | $\ln(\tau^{-1}T^{-2}), c^{-1}K^{-2}$ |
|-------------|--------------------------------------|
| 3.401 | -11.121 |
| 3.497 | -11.471 |
| 3.521 | -11.745 |

| | |
|-------|---------|
| 3.571 | -11.940 |
| 3.597 | -12.108 |
| 3.650 | -12.249 |
| 3.650 | -12.366 |
| 3.676 | -12.469 |
| 3.704 | -12.560 |
| 3.731 | -12.640 |
| 3.731 | -12.727 |
| 3.759 | -12.793 |
| 3.759 | -12.875 |

Таблица 2 – Данные для расчета энергии активации ГУ неосновных носителей заряда

| $1000/T, K$ | $\ln(\tau^{-1}T^{-2}), c^{-1}K^{-2}$ |
|-------------|--------------------------------------|
| 2.747 | -11.548 |
| 2.825 | -11.898 |
| 2.841 | -12.174 |
| 2.890 | -12.363 |
| 2.924 | -12.522 |
| 2.924 | -12.692 |
| 2.941 | -12.798 |
| 2.976 | -12.892 |
| 2.976 | -12.997 |
| 3.012 | -13.069 |
| 3.012 | -13.156 |
| 3.030 | -13.224 |
| 3.030 | -13.306 |

Таблица 3 – Параметры ГУ

| ГУ для основных н.з. | ГУ для неосновных н.з. |
|---|---|
| $E_c - E_t = (0,415 \pm 0,249) \text{ эВ}$ | $E_t - E_v = (0,527 \pm 0,195) \text{ эВ}$ |
| $N_t = 2,56 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ | $N_t = 1,36 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ |
| $\sigma_n = 2,94 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ | $\sigma_n = 7,54 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ |

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 Lang D. V. Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors / D. V. Lang // Journal of Applied Physics. – 1974. – Т. 45. – № 7. – С. 3023-3032.

2 Schroder D.K. Semiconductor Material and Device Characterization / D.K. Schroder. – 3. – Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2005.