

ЕМКОСТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ ПРИ ОБМЕНЕ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА МЕЖДУ УРОВНЯМИ И ОБЕИМИ РАЗРЕШЕННЫМИ ЗОНАМИ

Е. А. Татохин, А. В. Буданов, И. Ю. Бутусов, Л. В. Васильева, Е. А. Тутов*

*Воронежская государственная технологическая академия
Воронежский государственный университет**

Поступила в редакцию 19.06.2008 г.

Аннотация. Предложена модель кинетика перезарядки глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника, учитывающая процессы обмена носителями заряда между глубокими уровнями и обеими разрешенными зонами, которая адекватно описывает неэкспоненциальный характер релаксации емкости. Разработан метод определения спектра глубоких электронных состояний, обладающий большей точностью и разрешающей способностью по сравнению с традиционными методами, использующими приближение времени релаксации.

Ключевые слова: глубокие уровни; релаксационная спектроскопия глубоких уровней; кинетика ионизации глубоких уровней; алгоритм имитации отжига.

Abstract. Model kinetics for ionizing the deep levels in the forbidden zone of the semiconductor, taking into account processes of the exchange carrier charge between deep level and both allowed zone, which adequately describes non-exponential nature of the transient capacitance, was suggested. Method of the determination of the spectrum of the deep electronic states, possessing greater accuracy and allowing ability in contrast with traditional methods, using approach of time to relaxations, was developed.

Key words: deep level; deep level transient spectroscopy; kinetics for ionizing the deep levels; simulated annealing.

ВВЕДЕНИЕ

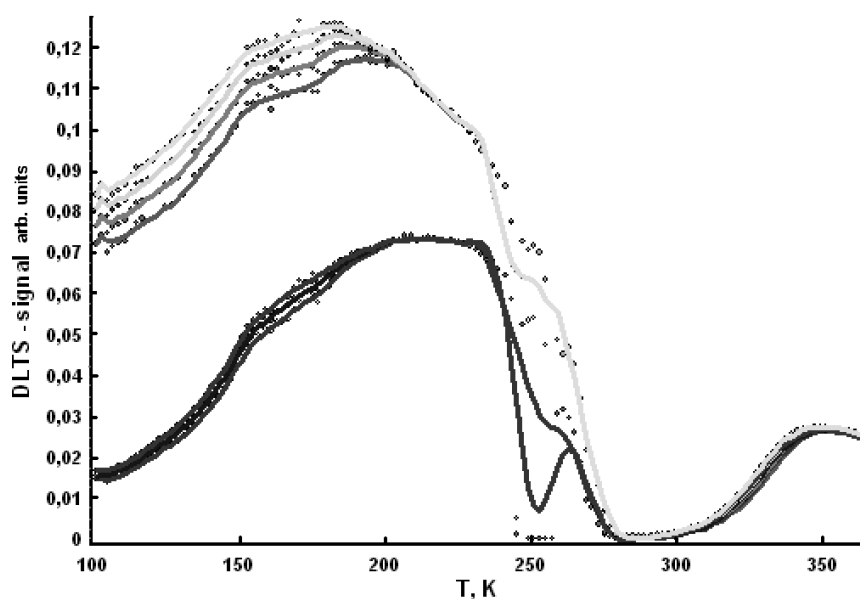
В настоящее время для определения спектра глубоких энергетических состояний в запрещенной зоне полупроводника широко используется емкостная релаксационная спектроскопия, в частности, нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней (НСГУ или DLTS) [1–3]. Эти методы основаны на измерении кинетики перезарядки глубоких уровней (ГУ) в слое объемного заряда (СОЗ) при обратном смещении на диоде. При этом полагалось, что определяющим является процесс теплового выброса свободных носителей заряда с ГУ в разрешенную зону при отсутствии термической генерации носителей заряда из одной разрешенной зоны в другую через ГУ. Поэтому для анализа температурных зависимостей DLTS-сигнала ($\Delta C(T)$) можно использовать приближение времени релаксации.

Однако сигналы релаксации емкости зачастую имеют неэкспоненциальный характер. Это, с одной стороны, приводит к уширению DLTS-

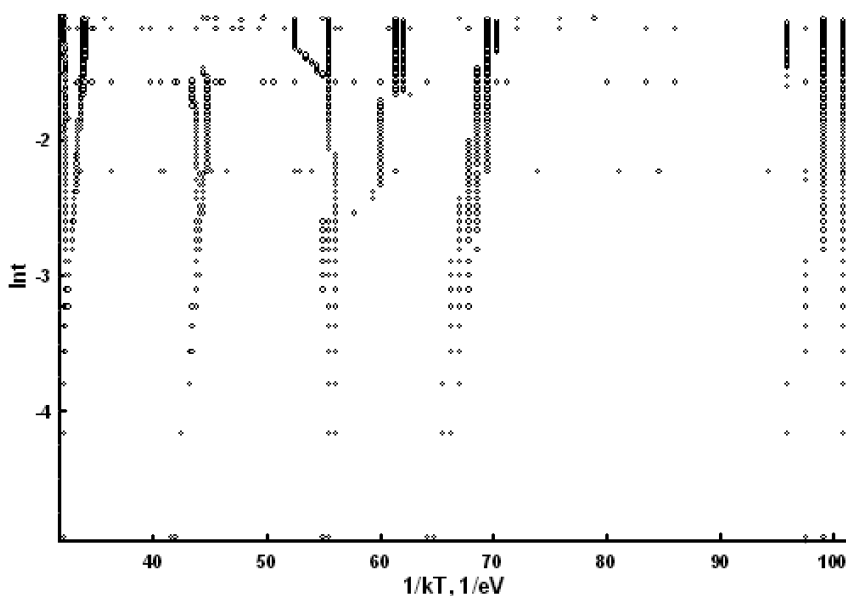
спектров (рис. 1, а), а с другой к значительному размытию аррениусовских зависимостей (рис. 1, б) и к отклонению их от линейного закона. Такая ситуация приводит к значительным методологическим погрешностям при определении параметров глубоких уровней. В работах [1, 4–6] неэкспоненциальность релаксации емкости объясняется одновременной перезарядкой нескольких глубоких уровней с близкими скоростями термоэмиссии. При этом, по мнению авторов, DLTS-пики от этих ГУ могут сливаться в один за счет недостаточной спектральной чувствительности метода. С другой стороны, в работе [7] неэкспоненциальность релаксационных сигналов и нелинейность аррениусовских зависимостей объясняется путем учета процесса обмена носителями тока между разрешенными зонами через ГУ.

Предлагаемые модели не вполне отвечают действительному состоянию процесса кинетики ионизации ГУ. Во-первых, учет процесса обмена носителями заряда между разрешенными зонами оправдан только для ГУ, находящихся вблизи середины запрещенной зоны, поскольку скорости термоэмиссии электронов с ГУ в зону проводимос-

© Татохин Е. А., Буданов А. В., Бутусов И. Ю., Васильева Л. В., Тутов Е. А., 2008



- а -



- б -

Рис. 1. Неэкспоненциальный DLTS-спектр диода Шоттки Al-GaAs ($N_d \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) (а) и характерные аррениусовские зависимости для ГУ в СОЗ диода Шоттки Al-GaAs ($N_d \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) (б)

ти и захвата электронов из валентной зоны на ГУ будут соизмеримы только в этом случае. Во-вторых, если бы уширение DLTS – пиков обуславливалось только одновременной ионизацией ГУ с близкими скоростями термоэмиссии, то при измерении DLTS-сигнала в различных временных и температурных интервалах, а также при различных величинах обратного смещения на диоде, можно было бы выделить пики от каждого из этих

ГУ. На практике же этого не всегда удается добиться. Кроме того, такой подход никак не объясняет наблюдаемое размытие аррениусовских зависимостей (рис. 1, б). Неэкспоненциальный характер сигналов релаксации емкости объясняется тем, что кинетика перезарядки глубоких уровней является более сложной, нежели предлагаемая в работах [1–4], и ее нельзя рассматривать в приближении времени релаксации.

Поэтому целью данной работы является: во-первых, построение модели кинетики перезарядки ГУ, которая объясняла бы неэкспоненциальность сигналов релаксации емкости и сопутствующие этому факты; во-вторых, разработка метода анализа таких зависимостей, с целью получения более адекватных результатов при определении спектра ГУ.

КИНЕТИКИ ПЕРЕЗАРЯДКИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ

Для определенности изложения все аспекты предлагаемой модели будут рассмотрены для диода Шоттки на базе донорного полупроводника.

В классической модели кинетики перезарядки ГУ, использующей приближение времени релаксации интенсивность процессов обмена носителями заряда между уровнями считается величиной второго порядка малости по сравнению с интенсивностью процессов термической генерации электронов с уровня в зону проводимости. Вместе с тем процессы обмена носителями заряда между уровнями очевидно должны оказывать определенное влияние на скорость ионизации ГУ и на температурные интервалы, при которых происходит ионизация того или иного глубокого уровня. Поэтому, на наш взгляд, в отсутствии освещения кинетика перезарядки ГУ без учета профиля распределения их в СОЗ должна определяться следующими факторами. Во-первых, тепловым выбросом электронов с ГУ с энергией ионизации E_1 в зону проводимости. Во-вторых, перезавтом электронов на уже ионизированный уровень с соседнего центра локализации заряда, энергия которого лежит в диапазоне $|E_1| < |E_2| \leq |E_2 - E_1|$ (E_2 — энергия ионизации второго ГУ). В-третьих, для ГУ, лежащих в нижней половине запрещенной зоны необходимо учитывать процесс термической генерации электронов из валентной зоны на ионизированный ГУ.

Таким образом, мгновенная концентрация ионизированных центров в этом случае определяется соотношением

$$N^*(t, T) = N_d + n_1(t, T) + n_2(t, T), \quad (1)$$

где $n_1(t, T)$ и $n_2(t, T)$ — мгновенная концентрация ионизированных первого и второго ГУ, соответственно, при данной температуре, N_d — концентрация мелких доноров.

Кинетика перезарядки ГУ определяется следующей системой дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial n_1(t, T)}{\partial t} = \sigma_1 \langle v \rangle (T) N_C(T) e^{-\frac{E_C - E_1}{kT}} [N_1 - n_1(t, T)] - \\ - \sigma_1^+ \langle v \rangle (T) n_1(T) e^{-\frac{E_1 - E_2}{kT}} [N_2 - n_2(t, T)] - \\ - \sigma_1^+ \langle v \rangle (T) n_1(t, T) e^{-\frac{E_1 - E_v}{kT}} N_v(T), \\ \frac{\partial n_2(t, T)}{\partial t} = \sigma_2 \langle v \rangle (T) N_C(T) e^{-\frac{E_C - E_2}{kT}} [N_2 - n_2(t, T)] + \\ + \sigma_1^+ \langle v \rangle (T) n_1(T) e^{-\frac{E_1 - E_2}{kT}} [N_2 - n_2(t, T)] - \\ - \sigma_2^+ \langle v \rangle (T) n_2(t, T) e^{-\frac{E_2 - E_v}{kT}} N_v(T), \end{cases} \quad (2)$$

где N_1 и N_2 — концентрации рассматриваемых центров локализации заряда, σ_1 и σ_2 и — сечения захвата неионизированных ГУ, σ_1^+ и σ_2^+ — сечения захвата ионизированных ГУ, $N_C(T)$ и $N_v(T)$ — эффективные плотности состояний в разрешенных зонах при данной температуре, E_C — нижний край зоны проводимости, E_v — верхний край валентной зоны, $\langle v \rangle (T)$ — средняя тепловая скорость электрона. Начальными условиями для этой системы уравнений являются концентрации ионизированных ГУ в момент времени $t = 0$ ($n_1(0, T)$ и $n_2(0, T)$), когда на структуру подается инжектирующий импульс.

Эти уравнения содержат генерационные и рекомбинационные составляющие. Генерационные члены приводят к увеличению скорости ионизации и обусловлены термоэмиссией электронов с уровней в зону проводимости, а для второго уровня и перебросом носителей заряда на первый ГУ. Рекомбинация ионизированных центров определяется процессом захвата электронов на ионизированные ГУ либо с соседнего центра, либо из валентной зоны. Рекомбинационные члены уменьшают скорость ионизации глубоких уровней.

Последние члены в рассматриваемых уравнениях отвечают за термическую генерацию электронов из валентной зоны на ионизированные ГУ. При низких температурах, когда квазиуровни Ферми находятся в верхней половине запрещенной зоны, влияние этих составляющих будет незначительным. Учет этих членов необходим для определения параметров ГУ, находящихся в нижней половине запрещенной зоны, где процессы термоэмиссии из валентной зоны играют существенную роль.

Переход электрона с первого ГУ в зону проводимости приводит к его ионизации, и, как

следствие, к возрастанию емкости гетероперехода и увеличению энергии электрического поля структуры. Для минимизации такого возрастания энергии, ионизированный ГУ перезахватывает электрон со второго ГУ, становясь опять нейтральным. Начинается процесс перезахватов электронов с более глубоких уровней, то есть, фактически происходит процесс термической генерации неравновесных носителей заряда из валентной зоны в зону проводимости. Исходя из возможности практической реализации данной модели, мы ограничились только двумя уровнями, предположив, что наибольший вклад в процесс релаксации емкости при данной температуре дают только они.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ DLTS-СПЕКТРОВ

В настоящей работе был проведен сравнительный анализ DLTS-спектров, построенных как с использованием классической кинетики перезарядки ГУ [1–3], так и с использованием системы дифференциальных уравнений (2).

Расчеты проводились для двух ГУ с энергиями $E_C - 0,35$ эВ и $E_C - 0,6$ эВ, известных для арсенида галлия из работы [3]. Значения сечений захвата для этих центров составляли $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-14}$ см² и $\sigma = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см² соответственно [3]. Концентрации этих центров задавались $N_1 = N_2 = 10^{15}$ см⁻³.

Численное моделирование DLTS-спектров на основании классической модели кинетики перезарядки ГУ проводилось следующим образом: на каждом шаге по температуре в качестве начальных условий для задачи Коши брались концентрации ионизированных ГУ $n_1(0, T) = n_2(0, T) = 10^5$ см⁻³, исходя из условия, что по окончании опустошающего импульса $n_i \ll N_i$; затем для различных значений времен t_1 и t_2 [2] из диапазона от 0 до t_0 (t_0 — время наблюдения релаксации при данной температуре) определялись по соотношениям [1] концентрации соответствующих ионизированных центров; значения $N_C(T)$, $N_V(T)$ и $\langle v \rangle(T)$ определялись по известным из [8] соотношениям; величина DLTS-сигнала при данной температуре определялась как разность суммарных концентраций ионизированных ГУ в моменты времени t_2 и t_1 ; температура изменялась в диапазоне от 100 до 500 К. Фактически такой алгоритм построения спектров DLTS сводится к решению системы дифференциальных уравне-

ний с периодически меняющимися начальными условиями. Причем параметр t_0 выступает в качестве периода изменения начальных условий. Такой характер моделирования можно назвать имитационным, потому, что он соответствует импульсному методу измерения [1], когда при каждом значении температуры (при соблюдении условия изотермичности процесса) на структуру подается опустошающий импульс V_D , который приводит к деионизации ГУ, а затем инжектирующий импульс V_I длительность которого соответствует времени наблюдения релаксации. Только после этого делается шаг по температуре.

Аналогичным образом проводилось численное моделирование DLTS-спектров на основе системы дифференциальных уравнений (2). Единственное отличие состояло в том, что система уравнений (2) не имеет аналитического решения, поэтому для определения мгновенной концентрации ионизированных ГУ эти дифференциальные уравнения решались методом Рунге—Кутты четвертого порядка точности.

На рис. 2–4 представлены результаты такого имитационного моделирования. На рис. 2 множество точек 1 образовано максимумами DLTS-сигнала от первого и второго ГУ, рассчитанными с использованием классической кинетики перезарядки глубоких уровней [1–3]. Этим максимумам соответствуют аррениусовские зависимости 1 и 1', представленные на рис. 3. Множество точек 2 и 2' на рис. 2 образовано максимумами DLTS-сигнала для обоих ГУ, рассчитанными с использованием соотношений (1–2). Множествам 2 и 2' соответствуют два вида температурных зависимостей DLTS-сигнала.

На рис. 4 представлена характерная одно-модовая температурная зависимость DLTS-сигнала (кривая 1), которая образуется от двух ГУ при определенных значениях интервала стробности ($\Delta t = t_2 - t_1$). Максимумы таких зависимостей образуют множество точек 2, которое в некотором смысле, подобно множеству 1. Вместе с тем амплитуда этого максимума значительно превышает амплитуды DLTS-пигов, характерных для классической кинетики перезарядки ГУ. Фактически происходит интегрирование сигналов от двух глубоких уровней. При этом амплитуда этого DLTS-пика характеризует суммарную степень ионизации обоих ГУ. Очевидно, что в данной ситуации метод DLTS

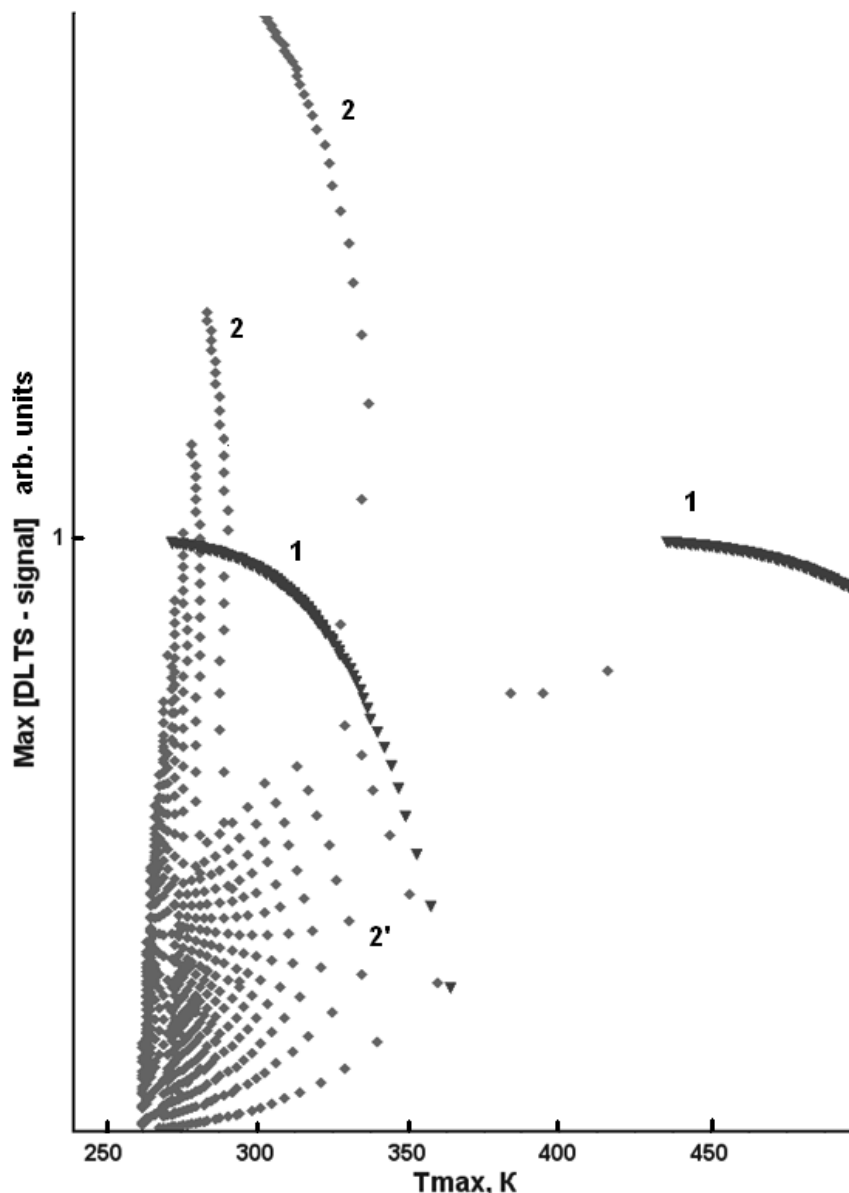


Рис. 2. Максимумы DLTS-сигнала, полученные при различных значениях времен t_1 и t_2 для уровней $E_c - 0,35$ эВ и $E_c - 0,6$ эВ ($N_1 = N_2 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$)

не позволяет определить концентрации каждого конкретного ионизированного центра локализации заряда. Для рассматриваемых температурных зависимостей DLTS-сигнала на аррениусовскую плоскость отображается множество точек, некоторая часть которого можно считать линейной зависимостью (рис. 3, множество 2). Значение энергии ионизации, рассчитанное по этой части зависимости является промежуточным между величинами энергий первого и второго ГУ. Другая часть этого множества точек смещается либо в сторону аррениусовской зависимости для первого ГУ (рис. 3,

множество точек 3), либо такой же зависимости для второго ГУ (рис. 3, множество точек 4). Это доказывает, что DLTS-метод не обладает хорошей разрешающей способностью. При использовании этого метода не всегда можно утверждать, что наблюдаемый экспериментально пик соответствует одному глубокому уровню.

Наличие процессов обмена носителями заряда между уровнями в предлагаемой модели приводит к уширению спектрального пика (рис. 4, кривая 1). Данная ситуация, в некотором смысле, аналогична рассматриваемой в статистической физике ситуации уширения

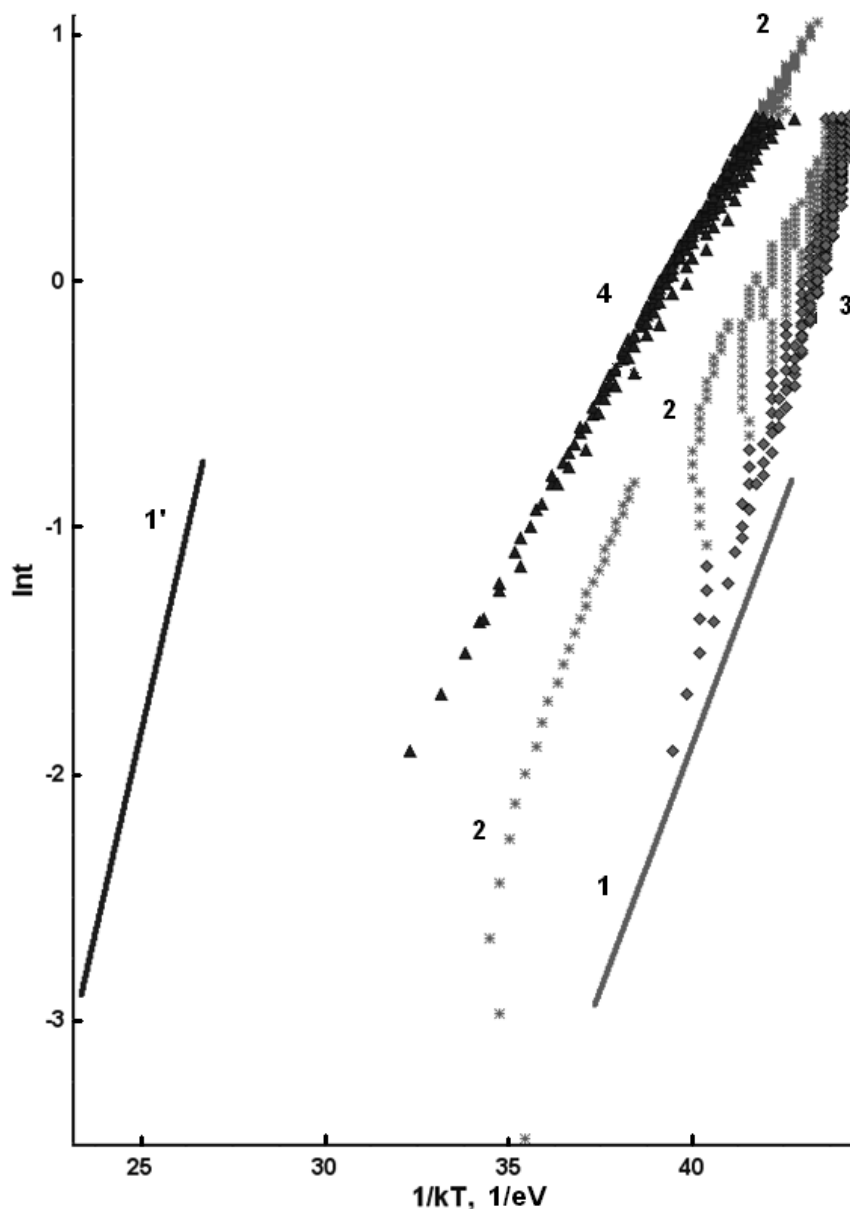


Рис. 3. Аррениусовские зависимости для уровней $E_C - 0,35$ эВ и $E_C - 0,6$ эВ ($N_1 = N_2 = 10^{15}$ см $^{-3}$)

спектральных линий излучения газов, вызванного взаимодействием молекул между собой и со стенками сосуда [9]. Таким образом, предлагаемая в работе модель кинетики перезарядки ГУ позволяет объяснить экспериментально наблюдаемые широкие пики DLTS-сигнала (рис. 1).

На рис. 4, кривая 1, представлена типичная двухмодовая температурная зависимость DLTS – сигнала. Максимумы этих зависимостей формируют некоторое множество, обладающее свойством самоподобия и тонкой структурой (рис. 2, множество 2'). На наш взгляд, такое

поведение максимумов DLTS-сигнала объясняется детерминированной хаотичностью процесса перезарядки глубоких уровней. Об этом же свидетельствует и размытие аррениусовских зависимостей, рассчитанных для этих пиков (рис. 3, множества точек 3 и 4). Обсуждаемая хаотичность перезарядки ГУ обусловлена тем, что в системе уравнений (2) учитываются вероятности не только процесса выброса электрона с ГУ в зону проводимости, но и процессов перезахвата носителей заряда между уровнями, а также процессов рекомбинации ионизированных ГУ за счет термической генерации элект-

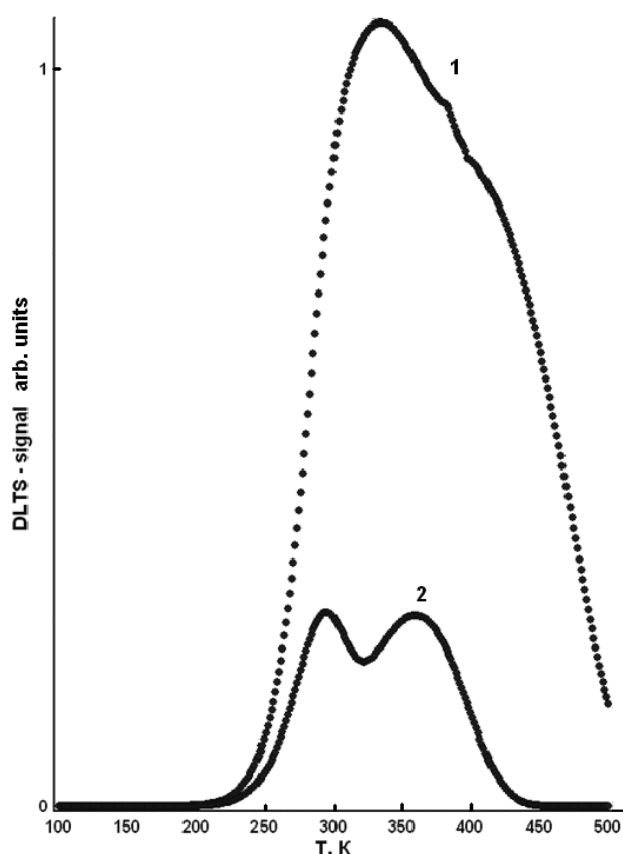


Рис. 4. Температурные зависимости DLTS-сигнала для уровней $E_C - 0,35$ эВ и $E_C - 0,6$ эВ ($N_1 = N_2 = 10^{15}$ см $^{-3}$), построенный на основе системы уравнений (2) для $t_0 = 3$ с

ронов из валентной зоны на уровень. Поэтому при данной температуре, нельзя однозначно сказать какой из процессов протекает в данный момент времени. Вместе с тем, поскольку эти вероятности определяются температурой, всегда существует преобладающий процесс, который определяет детерминированную направленность процесса перезарядки в целом. Поэтому, несмотря на размытие аррениусовских зависимостей в некотором приближении они подчиняются линейному закону, характерному для кинетики, построенной в приближении времени релаксации. Иными словами в отношении предлагаемой модели выполняется принцип соответствия. Классическая кинетика перезарядки глубоких уровней [1–3], использующая приближение времени релаксации, является частным случаем кинетики, определяемой системой дифференциальных уравнений (2). Действительно, если интенсивность процессов обмена носителями заряда между уровнями незначительна, то система уравнений (2) сводится к классической системе для двух ГУ.

Хотелось бы отметить и еще один факт. Процессы обмена носителями заряда между глубокими уровнями приводят к тому, что ГУ на DLTS-спектрах проявляются при более низких температурах, нежели им положено с позиции классической кинетики перезарядки ГУ [1–3] (рис. 2 и 3). Более того имитационное моделирование DLTS – спектров дало результат адекватный эксперименту. Действительно, глубокие уровни $E_C - 0,35$ эВ и $E_C - 0,6$ эВ на экспериментальных DLTS-спектрах наблюдаются в диапазоне температур от 250 до 350 К [3].

Полученные в результате имитационного моделирования аррениусовские зависимости (рис. 3, множество точек 3 и 4), аппроксимировались с использованием уравнение линейной регрессии. На основании этой аппроксимации были посчитаны значения энергий ионизации. Эти данные представлены в таблице 1.

Анализ данных, приведенных в табл. 1, позволяет сделать три вывода. Во-первых, в случае реализации кинетики перезарядки ГУ, подчиняющейся системе уравнений (2), результаты

Значения энергий ионизации ГУ и погрешности определения этих энергий, рассчитанные по аррениусовским зависимостям, представленным на рис. 3

t_0, c	ГУ	Значение энергии, эВ	Абсолютная погрешность, эВ	Относительная погрешность, %
1	$E_c - 0,35$ эВ	0.4164	0.06643	19
	$E_c - 0,6$ эВ	0.2772	0.3228	53
1.5	$E_c - 0,35$ эВ	0.4496	0.09964	28.5
	$E_c - 0,6$ эВ	0.2744	0.3256	54.3
3	$E_c - 0,35$ эВ	0.5309	0.1809	51.7
	$E_c - 0,6$ эВ	0.2609	0.3391	56.5
10	$E_c - 0,35$ эВ	0.5792	0.2292	65.5
	$E_c - 0,6$ эВ	0.2658	0.3342	55.7

оказываются сильно зависимыми от условий проведения эксперимента (от периода изменения начальных условий t_0). Иными словами в экспериментах по измерению DLTS наблюдаемая релаксация емкости диода будет зависеть не только от температуры, но и от времени удержания инжектирующего импульса, и от скорости нагрева образца. В этом случае методологическая погрешность оказывается зависимой от условий наблюдения релаксации. Во-вторых, метод DLTS не обладает хорошей спектральной чувствительностью. Например, если энергии ионизации ГУ отличаются $\sim 0,1$ эВ, то они оказываются принципиально неразделимыми, поскольку доверительные интервалы, обусловленные методологической погрешностью метода DLTS, перекрываются. В-третьих, соотношения, предложенные в работе [2] для определения параметров ГУ, дают высокую погрешность.

Вместе с тем хотелось бы отметить, что представленные на рис. 4 аррениусовские зависимости идентичны экспериментальным зависимостям, что также справедливо для DLTS – спектров (рис. 1). Это может служить подтверждением адекватности предлагаемой модели перезарядки глубоких уровней. Более того, эта модель позволяет объяснить: во-первых, возникновение неэкспоненциальных («интегрированных») пиков (рис. 1); во-вторых, нелинейность аррениусовских зависимостей; в-третьих, объяснить размытие аррениусовских зависимостей (рис. 1).

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРА ГЛУБОКИХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ В ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЕ ПОЛУПРОВОДНИКА

Как было отмечено ранее метод DLTS, построенный на приближении времени релаксации

имеет существенные ограничения при анализе неэкспоненциальных сигналов релаксации емкости. Поэтому, возникает необходимость в разработке методики, позволяющей определять спектр глубоких энергетических состояний в запрещенной зоне полупроводника при наличии процессов обмена носителями заряда между уровнями и обеими разрешенными зонами.

Система дифференциальных уравнений (2) не имеет аналитического решения. Это значительно усложняет практическую реализацию предлагаемой кинетики перезарядки ГУ для определения спектра центров локализации заряда. Однако с применением современных вычислительных технологий эта задача может быть решена. Для этой цели нами был разработан метод, который базируется на следующих положениях.

Во-первых, необходимо использовать для определения спектра ГУ не DLTS – спектры, а зависимости изотермической релаксации емкости (ИРЕ), которые несут значительно больше информации, нежели температурная зависимость DLTS – сигнала [1]. Из [8] известно, что мгновенная емкость диода Шоттки определяется емкостью СОЗ

$$C(t, T) = S \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon(T)N^*(t, T)}{2\left(V_{bi}(T) - V - \frac{kT}{q}\right)}}, \quad (3)$$

где S – площадь контакта, q – заряд электрона, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, $\epsilon(T)$ – относительная диэлектрическая проницаемость, как функция температуры, $V_{bi}(T)$ – встроенный потенциал, как функция температуры, V – напряжение, подаваемое на структуру.

Во-вторых, для определения параметров глубоких уровней необходимо решить систему уравнений (1–3) с соответствующими началь-

ными условиями. Данная система уравнений содержит значительное число неизвестных (мы в своей работе рассматривали 17). Поэтому проблема нахождения неизвестных величин была сформулирована как задача многопараметрической оптимизации между модельной и экспериментальной зависимостями изотермической релаксации емкости. При этом значения неизвестных физических величин выступают в качестве параметров, позволяющих добиться минимального рассогласования между моделью и экспериментом, то есть добиться глобального минимума среднеквадратичного приближения теоретической кривой к экспериментальной.

В-третьих, для решения поставленной задачи мы предлагаем использовать алгоритмы искусственного интеллекта, а именно алгоритм имитации отжига (simulated annealing) [10–

12] или генетический алгоритм [10]. При реализации этих алгоритмов на каждом шаге итераций методом Монте-Карло генерировались значения неизвестных физических величин, входящих в уравнения (1–3). Система уравнений (1–3) решалась методом Рунге—Кутты четвертого порядка точности [13]. Качество решения на каждом шаге статистического поиска определялось по среднеквадратичному отклонению теоретической кривой от экспериментальной. Некоторые результаты вычислений представлены в табл. 2 и на рис. 5.

К сожалению, предлагаемый метод анализа ИРЕ не лишен своих недостатков. В первую очередь это связано с необходимостью использовать алгоритмы статистического поиска глобального минимума функции многих переменных, которые требуют значительных

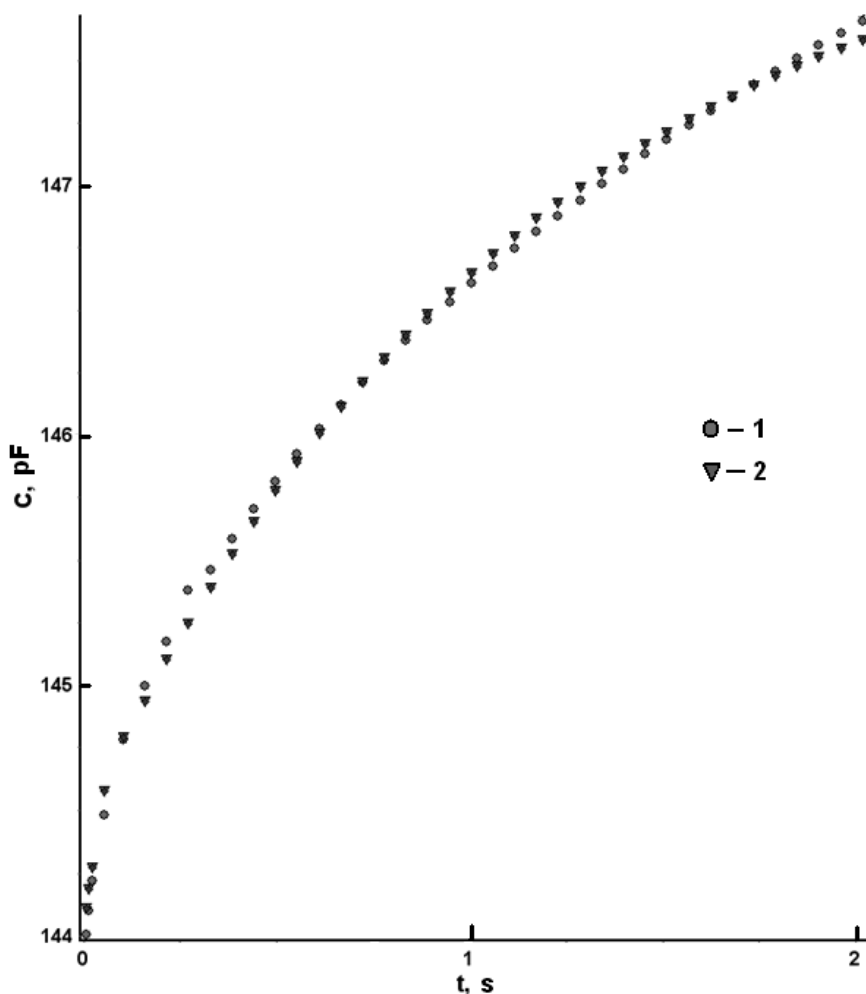


Рис. 5. Изотермическая релаксация емкости диода Шоттки Al-GaAs, измеренная при $T = 101$ К и величине обратного напряжения $V_j = -1$ В (1 — экспериментальная зависимость, 2 — теоретическая зависимость)

Результаты анализа зависимости ИРЕ на базе системы уравнений (1–3), с использованием алгоритма имитации отжига

Параметр	Значение
T , К	101
V_D , В	1
V_P , В	-1
ϵ	5.46
V_{bi} , В	3.73
N_D , см ⁻³	$2,53 \cdot 10^{16}$
$E_C - E$, эВ	0,12
	0,244
σ , см ²	$1,46 \cdot 10^{-16}$
	$8,65 \cdot 10^{-13}$
σ^+ , см ²	$8,87 \cdot 10^{-16}$
	$9,93 \cdot 10^{-13}$
n_0 , см ⁻³	$6,71 \cdot 10^8$
	0
N , см ⁻³	$1,95 \cdot 10^{14}$
	$4,76 \cdot 10^{15}$
$G = \frac{n}{N} \cdot 100$, %	86.1
	22.4
Погрешность	0.00849

вычислительных затрат. Кроме того, при реализации алгоритма имитации отжига из-за специфики задачи, выражающейся в необходимости численно решать дифференциальные уравнения, содержащие экспоненты, не всегда удается обойти проблему «ловушек локальных минимумов» [11, 12]. При реализации же генетического алгоритма для устранения проблемы преждевременной сходимости [10] необходимо задействовать большое число «хромосом»-решений (мы использовали ~ 120000), что влечет за собой значительное увеличение времени вычислений (иногда это время большее, чем при использовании алгоритма отжига).

Тем не менее, несмотря на отмеченные недостатки предлагаемый метод анализа ИРЕ более точен и информативен, чем классический DLTS, что демонстрируют результаты, представленные в табл. 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты, представленные в работе, свидетельствуют: во-первых, об адекватности предлагаемой нами модели кинетики перезарядки глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника; во-вторых, предлагаемый метод опре-

деления спектра глубоких энергетических состояний обладает большей точностью и информативностью по сравнению с ранее известными методами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берман, Л. С. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках [Текст] / Л. С. Берман, А. А. Лебедев. — Л.: Наука, 1981. — 176 с.
2. Lang, D.V. Deep level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors [Текст] / D.V. Lang // J. Appl. Physics. — 1974. — V. 45, № 7. — P. 3023—3033.
3. Денисов, А. А. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней [Текст] / А. А. Денисов, В. Н. Лактюшин, Ю. Г. Садофьев // Обзоры по электронной технике, серия 7, 1985. — 54 с.
4. Берман, Л. С. Анализ сигналов релаксации емкости, состоящих из нескольких экспонент [Текст] / Л. С. Берман // ФТП. — 1998. — Т. 32, № 6. — С. 688—689.
5. Weiss, S. Deep level transient Fourier spectroscopy (DLTFS) a technique for the analysis of deep level properties [Текст] / S. Weiss, R. Kassing // Solid-State Electronics. — 1988. — V. 31, № 12. — P. 1733—1748.
6. Dmowski, K. A multipoint correlation method with binomial weighting coefficients for deep-level measurements in metal-oxide-semiconductor devices

[Текст] / К. Dmowski // J. Appl. Phys. — 1992. — 71 (5). — P. 2259—2269.

7. Лебедев, А. А. Емкостная спектроскопия глубоких уровней при обмене носителями тока — обеими разрешенными зонами [Текст] / А. А. Лебедев // ФТП. — 1997. — Т. 31, № 4. — С. 437—440.

8. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов [Текст] / С. Зи // Пер. с англ. Под ред. Р. А. Суриса. — М.: Мир. — 1984. — 456 с.

9. Исихара, А. Статистическая физика [Текст] / А. Исихара // Пер. с англ. Под ред. Д. Н. Зубарева и А. Г. Башкирова. — М.: МИР. — 1973. — 462 с.

10. Тим Джонс, М. Программирование искусственного интеллекта в приложениях [Текст] / М. Тим Джонс // Пер. с англ. А. И. Осипов. — М.: ДМК Пресс. — 2006. — 312 с.

11. Kennall, G. Simulated Annealing [Электронный ресурс] / Доступно по адресу <http://www.cs.nott.ac.uk/~gjk/aim/notes/simulatedannealing.doc>

12. Brian, T. Simulated Annealing [Электронный ресурс] / Т. Brian, Ph. D. Luke // Доступно по адресу <http://members.aol.com/btluke/simann1.htm>

13. Калиткин, Н. Н. Численные методы [Текст] / Н. Н. Калиткин // М.: Наука, 1978. — 512 с.

Татохин Евгений Анатольевич — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики ВГТА; тел.: (4732) 55-63-47; e-mail: egen@yana.vsi.ru.

Буданов Александр Владимирович — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики ВГТА; тел.: (4732) 55-63-47; e-mail: budanova@rol.ru.

Бутусов Игорь Юрьевич — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики ВГТА; тел.: (4732) 55-63-47.

Васильева Любовь Владимировна — ассистент кафедры физики ВГТА; тел.: (4732) 55-63-47.

Тутов Евгений Анатольевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики твердого тела ВГУ; тел.: (4732) 20-83-63; e-mail: ssd126@phys.vsu.ru.