

ТОКОВАЯ РЕЛАКСАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ (*i*-DLTS)

Н. И. Кузнецов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 15 апреля 1993 г. Принята к печати 21 апреля 1993 г.)

Описан метод токовой спектроскопии глубоких уровней. Показано преимущество этого метода над емкостным. Продемонстрировано практическое применение метода при исследовании глубоких центров в $p^+ - n$ -структур на основе 6H-SiC. Установлено, что в светодиодных структурах, имеющих максимум электролюминесценции в зеленой области света, помимо *i*-центров присутствуют *D*-центры.

Для исследования центров с глубокими уровнями (ГУ) в запрещенной зоне широко применяются емкостные методы. С помощью этих методов можно определить профиль концентрации глубоких примесей и параметры локальных ГУ (энергию ионизации и сечения захвата носителей заряда) [^{1, 2}]. В прошедшее десятилетие широкое распространение и интенсивное развитие получила емкостная релаксационная спектроскопия ГУ — метод DLTS, предложенный Лангом [³].

Емкостные методы базируются на том факте, что ширина слоя объемного заряда (СОЗ), а следовательно, и барьерная емкость зависят от приложенного к $p - n$ -переходу (или диоду Шоттки) обратного напряжения и концентрации ионизованных центров. Величина барьерной емкости измеряется в условиях, когда на диод кроме обратного смещения подается высокочастотное синусоидальное напряжение. Поэтому в реальных диодных структурах проведению емкостных измерений препятствует высокое сопротивление областей квазинейтральной базы и омического контакта. Это может послужить причиной ошибки при определении концентрации и распределения ГУ, их энергий ионизации и сечений захвата носителей заряда [⁴]. Уменьшить влияние сопротивления на измеряемую емкость иногда удается путем снижения частоты синусоидального напряжения.

В перекомпенсированных образцах, где наблюдаются значительные частотные зависимости барьерной емкости, применять емкостные методы не представляется возможным.

Ограниченную область применения емкостные методы имеют при исследовании ГУ в широкозонных полупроводниковых материалах, в которых энергия активации основной легирующей примеси довольно велика. Примером такого материала может служить карбид кремния. Основной легирующей донорной примесью в SiC является азот, а акцепторной — алюминий, энергии ионизации которых соответственно равны 100 и 239 мэВ [⁵]. Такая большая величина энергии ионизации данных примесей является причиной «вымораживания» носителей заряда при охлаждении образца, что в свою очередь приводит к значительным увеличениям сопротивления базы измеряемого диода и соответственно к невозможности применения емкостных методов. Тем не менее исследование свойств глубоких центров, проявляющихся в низкотемпературном диапа-

зоне, в таких перспективных полупроводниковых материалах имеет важное значение. Для исследования свойств этих центров предпочтительней применять токовую спектроскопию ГУ.

Цель настоящей работы — описать метод токовой спектроскопии ГУ (i-DLTS), показать преимущество данного метода над емкостным, привести пример практического применения метода i-DLTS при исследовании ГУ в $p-n$ -структурах на основе SiC.

1. Токовая спектроскопия ГУ

Для определенности рассмотрим $p^+ - n$ -переход, в базе которого имеются глубокие центры с концентрацией N_T и энергией ионизации E_T . Приложим к диоду обратное напряжение, периодически сбрасываемое на время импульса заполнения ГУ. При этом возможно заполнение ГУ как основными (обратное смещение сбрасывается до нуля), так и неосновными носителями заряда (к образцу прикладываются прямые инжектирующие импульсы). В промежутке времени между импульсами заполнения имеет место термический выброс носителей заряда с ГУ. Скорость термоэмиссии электронов с ГУ равна

$$\alpha_n = N_c \sigma_n v_n \exp(-E_T/kT), \quad (1)$$

где N_c — плотность состояний в зоне проводимости, v_n — тепловая скорость электронов, σ_n — сечение захвата электронов на ГУ.

Релаксация заполнения ГУ носителями заряда приводит не только к релаксации емкости, но и к релаксации тока. Ток смещения, обусловленный перезарядкой ГУ и протекающий через обратно-смещенный диод, определяется выражением [2]

$$i(t) = 0.5qSN_T W(t) \alpha_n \exp(-\alpha_n t), \quad (2)$$

где q — заряд электрона, S — площадь $p^+ - n$ -перехода, $W(t)$ — ширина СОЗ.

Для того чтобы вычислить параметры глубокого центра, необходимо знать температурную зависимость $\alpha_n(T)$. Данную зависимость можно определить с помощью методики DLTS. Классический метод DLTS основан на измерении зависимости разности релаксационного сигнала (РС) в моменты времени t_1 и t_2 от температуры. Поступим аналогичным образом.

Двухстробный метод i-DLTS

Рассмотрим разность РС тока в моменты времени t_1 и t_2

$$\Delta i(T) = Q_i \alpha_n(T) [\exp(-\alpha_n(T) t_1) - \exp(-\alpha_n(T) t_2)], \quad (3)$$

где Q_i — заряд ионизованной примеси в СОЗ.

Приведенная зависимость $\Delta i(T)$ представляет собой спектр i-DLTS. Каждому локальному ГУ соответствует пик спектра. Положение этого пика на температурной оси определяется энергией ионизации ГУ и сечением захвата носителей заряда на ГУ. Амплитуда пика пропорциональна концентрации ГУ.

Из выражения (3) следует, что условие максимума пика спектра определяется из решения трансцендентного уравнения относительно x

$$x(n-1) = \ln[(nx-1)/(x-1)], \quad (4)$$

где $n = t_2/t_1$, $x = \alpha_m t_1$, α_m — скорость термоэмиссии носителей заряда с ГУ при температуре максимума пика спектра T_m .

Решение уравнения (4) дает следующие значения x для различных значений n

n	2	3	4	5	10
x	1.45	1.23	1.12	1.06	1.00

Параметры ГУ определяются из зависимости Аррениуса. Энергия ионизации ГУ пропорциональна тангенсу угла наклона прямой Аррениуса в координатах $(\alpha_m T_m^2, 10^3/T_m)$. Сечение захвата носителей заряда на ГУ вычисляется из величины отсечки этой прямой на оси ординат. Точки, по которым проводится прямая Аррениуса, определяются из семейства спектров i-DLTS. Данное семейство можно получить многократным сканированием по температуре с различными значениями t_1 . При этом отношение t_2/t_1 обычно поддерживается постоянным.

Одностробный метод i-DLTS

Используя токовую спектроскопию, возможно применение одностробного варианта измерений. Рассмотрим зависимость РС тока в фиксированный момент времени t_1 от температуры

$$i(T) = Q \alpha_n(T) \exp(-\alpha_n(T) t_1). \quad (5)$$

Данная зависимость также представляет собой спектр с отдельными пиками, обусловленными перезарядкой локальных ГУ. Из выражения (5) следует, что максимум пика спектра будет наблюдаться при температуре T_m , когда $x = 1$. Здесь, как и в двустробном варианте метода, $x = \alpha_m t_1$. Дальнейшие действия, связанные с определением энергии ионизации ГУ и сечения захвата носителей заряда на ГУ аналогичны, как и в двустробном варианте метода.

Особенности токовой спектроскопии ГУ

При измерении тока нет необходимости подавать на образец высокочастотное синусоидальное напряжение, а значит, нет таких ограничений, какие имеют место в случае применения емкостного метода. Большая величина сопротивления квазинейтральной области базы диода не оказывает существенного влияния на измерение тока. Однако при использовании токовой спектроскопии имеют место сложности вычисления концентрации ГУ. Это связано с определением ширины СОЗ, в котором происходит перезарядка ГУ.

РС тока по сути дела представляет собой первую производную релаксации заряда по времени. В работе [6] было показано, что при исследовании суммарной релаксации, обусловленной перезарядкой нескольких ГУ, дифференцирование РС по времени улучшает разрешение этих ГУ, поскольку уменьшается относительная ширина соответствующих им пиков спектра. Значит, токовая спектроскопия ГУ имеет более высокую разрешающую способность, чем емкостная.

Направление тока, протекающего через p - n -переход, не зависит от того, каким типом носителей заряда (электрон, дырка) перезарядается ГУ. Поэтому пики спектра i-DLTS имеют один знак. При снятии семейства спектров амплитуда пика будет пропорционально возрастать с уменьшением величины t_1 .

В работе использовались светодиоды, полученные на основе 6H-SiC. Были изготовлены меза-структуры диаметром 300 мкм. Рассматривались две группы образцов. К первой группе были отнесены структуры, в которых $p^+—n$ -переход был получен сублимационным наращиванием p^+ -слоя на сублимационный эпитаксиальный слой n -типа [7], с последующей диффузией бора. Данные структуры имели максимум электролюминесценции (ЭЛ) в желтой области света. Ко второй группе отнесены структуры, в которых $p^+—n$ -переход был получен ионным легированием в сублимационный эпитаксиальный слой n -типа ионов Al [8]. Максимум ЭЛ этих структур находился в зеленой области света. Все диоды имели концентрацию $N_d—N_a$ в базовой области порядка 10^{17} см^{-3} .

3. Экспериментальные результаты

Для измерений были выбраны структуры, в которых наблюдаются известные из литературы ГУ. В $p^+—n$ -структурах на основе SiC, полученного сублимационной эпитаксией, имеются два характерных глубоких центра с близкими параметрами [9]. Это D -центр ($E_v + 0.58 \text{ эВ}$, $\sigma_p = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$) и i -центр ($E_v + 0.52 \text{ эВ}$, $\sigma_p = 10^{-17} \text{ см}^2$). Как было показано в работе [10], в структурах с максимумом ЭЛ в желтой области света преобладали D -центры. В структурах с максимумом ЭЛ в зеленой области света обнаружены i -центры, а D -центры отсутствовали.

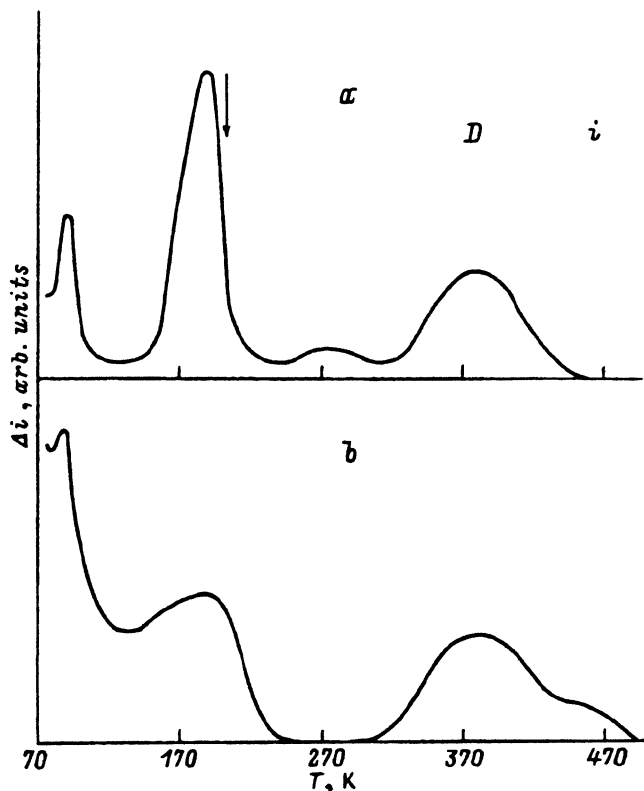


Рис. 1. Спектры i -DLTS ($t_1 = 100 \text{ мкс}$, $n = 3$). a — образец первой группы, b — образец второй группы.

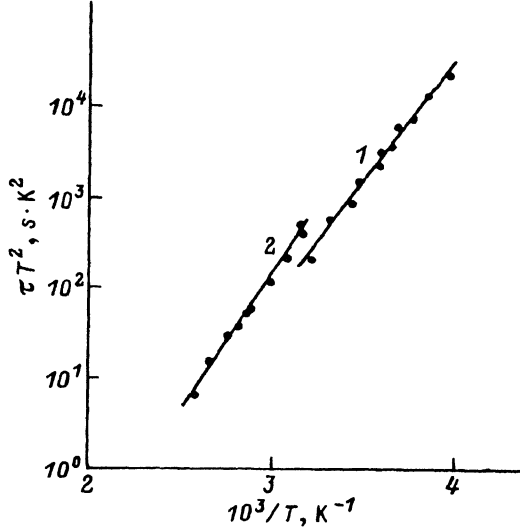


Рис. 2. Зависимости Аррениуса для D -центра. 1 — метод с-DLTS, 2 — i-DLTS.

При исследовании используемых в работе структур также были обнаружены D - и i -центры, причем в структурах второй группы наблюдались как i -центры, так и D -центры. Типичные спектры i-DLTS приведены на рис. 1. Спектры снимались с помощью токового спектрометра [11] в режиме подачи на образец прямых инжектируемых импульсов. Из спектров видно, что в структурах первой группы наблюдается пик, связанный с перезарядкой D -центра (рис. 1, а). В структурах второй группы наблюдается сложный пик, обусловленный перезарядкой D - и i -центров (рис. 1, в). На рисунке стрелкой указана граница применимости емкостного метода. При температурах ниже 200 К применение емкостной спектроскопии становится невозможным. Это связано с тем, что в этой области температур наблюдается значительное увеличение сопротивления базы измеряемого диода. Однако токовая спектроскопия позволяет получить информацию о ГУ, перезаряжающихся в низкотемпературной области. Из спектра видно, что по крайней мере имеются еще три ГУ.

Из зависимостей Аррениуса (рис. 2) были определены параметры D -центра, которые приведены в таблице.

Параметры D -центра		
Метод	$E_v + E_T$, эВ	σ_p , см ²
с-DLTS	0.571	$2 \cdot 10^{-16}$
i-DLTS	0.597	$3.7 \cdot 10^{-16}$

Значения параметров D -центра, определенные с помощью метода с-DLTS, совпадают с данными работы [10]. Различия в значениях параметров, приведенных в таблице, обусловлены разными условиями измерений в методах с- и i-DLTS. В методе с-DLTS использовался режим постоянной емкости [12]. В этом режиме измерений ширина COЗ не меняется в процессе измерений и с изменением температуры. В методе i-DLTS ширина COЗ меняется, что может приводить к систематической экспериментальной ошибке.

Близость значений σ_p и E_T для D - и i -центров приводила к наложению их пиков в спектрах с-DLTS (рис. 3), что могло давать ложную интерпретацию

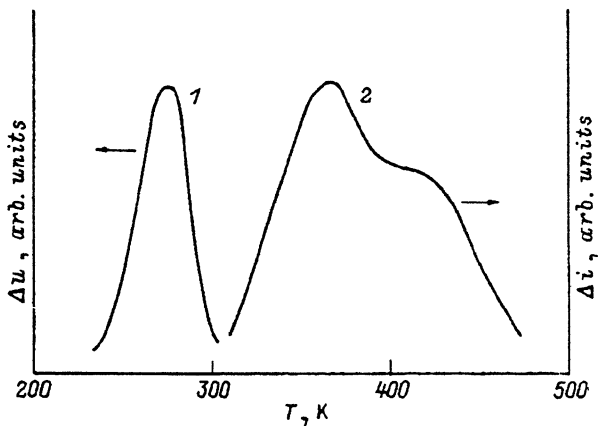


Рис. 3. Фрагменты спектров, полученные на образцах второй группы. 1 — с-DLTS ($t_1 = 10$ мс, $n = 3$), 2 — i-DLTS ($t_1 = 100$ мкс, $n = 2$).

результатов емкостных измерений. В случае применения токовой спектроскопии (более высокая разрешающая способность) мы получаем сложный пик, из формы которого можно заключить о перезарядке двух ГУ.

Заключение

Таким образом, при исследовании глубоких центров в SiC рекомендуется применять метод токовой спектроскопии ГУ. Этот метод позволяет получать информацию о ГУ, перезаряжающихся в низкотемпературной области, а также в случае одновременной перезарядки нескольких локальных ГУ. Обнаружено, что в светодиодных структурах с максимумом ЭЛ в зеленой области света помимо i-центров присутствуют D-центры.

Автор благодарит А. А. Лебедева, Е. В. Калинину за предоставленные образцы.

Эта работа частично поддержана министерством обороны Соединенных Штатов Америки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] С. Т. Sah, L. Forbes, L. L. Rosier, A. F. Tasch. Sol. St. Electr. 13, 759 (1970).
- [2] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках, 176. Л. (1981).
- [3] D. V. Lang: J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
- [4] Е. В. Астрова, А. А. Лебедев, А. А. Лебедев. ФТП, 19, 1382 (1985).
- [5] I. Ikeda, H. Matsunami, T. Tanaka. Phys. Rev., 22, 2842 (1980).
- [6] А. Г. Кечек, Н. И. Кузнецов, А. А. Лебедев. ФТП, 21, 2228 (1987).
- [7] М. М. Аникин, А. А. Лебедев, И. В. Попов, В. П. Растегаев, А. М. Стрельчук, А. Л. Сыркин, Ю. М. Таиров, В. Ф. Цветков, В. Е. Челноков, ФТП, 22, 298 (1988).
- [8] М. М. Аникин, А. А. Лебедев, И. В. Попов, В. Е. Севастьянов, А. Л. Сыркин, А. В. Суворов, В. Е. Челноков, Г. П. Шпынев. Письма ЖТФ, 10, 1053 (1984).
- [9] М. М. Аникин, А. А. Лебедев, А. Л. Сыркин, А. В. Суворов. ФТП, 19, 114 (1985).
- [10] М. М. Аникин, Н. И. Кузнецов, А. А. Лебедев, А. М. Стрельчук, А. П. Сыркин. ФТП, 24, 1384 (1990).
- [11] Н. И. Кузнецов. ПТЭ, № 6, 163 (1990).
- [12] G. Goto, S. Yanagisawa, O. Wada, H. Takahashi. Appl. Phys. Lett., 23, 150 (1973).