

## ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР ТИПА М—П—М В МЕТОДЕ ЕМКОСТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ

Еремин В. К.,  
Иванов А. М., Строкан Н. Б., Шокина Е. В.

Анализируется корректность использования структур типа М—П—М в методе нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS). Для их аттестации предлагается использовать особенности амплитудной характеристики импульсного фотоотклика структуры, смещенной в запиорном направлении, выявляющие наличие потенциального барьера на тыловом контакте. Вариацией приемов создания тылового контакта типа М—П показана возможность получения структур, где указанный барьер отсутствует. Проведена их апробация при исследовании свойств и распределения по глубине центров в запрещенной зоне в высокоомном исходном и термообработанном Si с  $\rho \sim 1$  кОм·см.

Стандартным приемом создания структур для исследования полупроводников методом DLTS является формирование барьеров Шоттки. Последнее исключает термические обработки, влияющие на спектр уровней исследуемого материала.

Для прецизионных DLTS измерений необходимо выполнение двух условий: 1) отсутствия избыточного последовательного сопротивления [1], 2) стабильности свойств приконтактной области барьера Шоттки.

На рис. 1, а приведена зонная диаграмма *n*-Si образца с напыленными металлическими контактами Au (1) и Al (2), которая содержит два симметричных изгиба зон. Приложение стационарного запиорного напряжения к контакту 1 расширяет его область пространственного заряда (ОПЗ) и практически не изменяет распределения потенциала у контакта 2 при токах  $< 1$  мкА, стандартных для барьеров Шоттки. Очевидно, что измеряемая емкость структуры (С) будет отличаться от исследуемой емкости  $C_{\text{ОПЗ}}$  на величину  $(C - C_{\text{ОПЗ}})/C_{\text{ОПЗ}} \sim \sim \sqrt{\varphi_0}/\sqrt{V}$ , что при значении запиорного напряжения  $V \sim 10$  В и величине изгиба зон на втором контакте  $\varphi_0 \sim 0.1$  В составляет 10%. Эта величина характеризует масштаб модуляции измеряемой емкости в нестационарном режиме смещения.

Действительно, любое изменение напряжения на структуре, приводящее к изменению омического тока электронов через ОПЗ второго контакта, может влиять на концентрацию электронов на глубоких центрах в приповерхностном слое [2]. Как следствие, возможно возникновение релаксационных процессов, не связанных с исследуемыми объемными свойствами полупроводника.

В настоящей работе апробируется ряд приемов получения тылового контакта типа М—П. Предлагаются способы проверки качества тылового контакта и образца в целом применительно к методу DLTS.

Исследованные в работе М—П—М структуры изготавливались из чистого бездефектного *n*-Si с  $\rho \sim 0.2 \div 1.0$  кОм·см. Выпрямляющий контакт 1 создавался термическим напылением Au на протравленную поверхность. Технология получения тылового контакта 2 варьировалась. Использовались различные сочетания подготовки поверхности (шлифовка либо полировка) и напыляемого затем металла (Al, Al+Ag, Ni). Для сравнения в качестве «эталонной» служила струк-

тура типа М—П— $n^+$ , в которой  $n^+$ -контакт был получен полной имплантацией фосфора.

Исследование свойств тылового контакта проводилось путем измерения электрического сигнала от структуры при импульсном возбуждении у Au-контакта калиброванного количества неравновесных носителей заряда. Для пояснения метода рассмотрим особенности формирования фотоотклика в М—П—М структуре с двумя контактными барьерами (рис. 1, а). Ее эквивалентная схема [3] (рис. 1, б) включает емкость ОПЗ запирающего (Au) контакта  $C_{\text{ОПЗ}}$ , емкость и сопротивление электронейтральной базы ( $C_0, R_0$ ) и ОПЗ второго исследуемого контакта  $C_0 R_0$ . Генератор тока  $i(t)$  учитывает процесс фотоинжекции

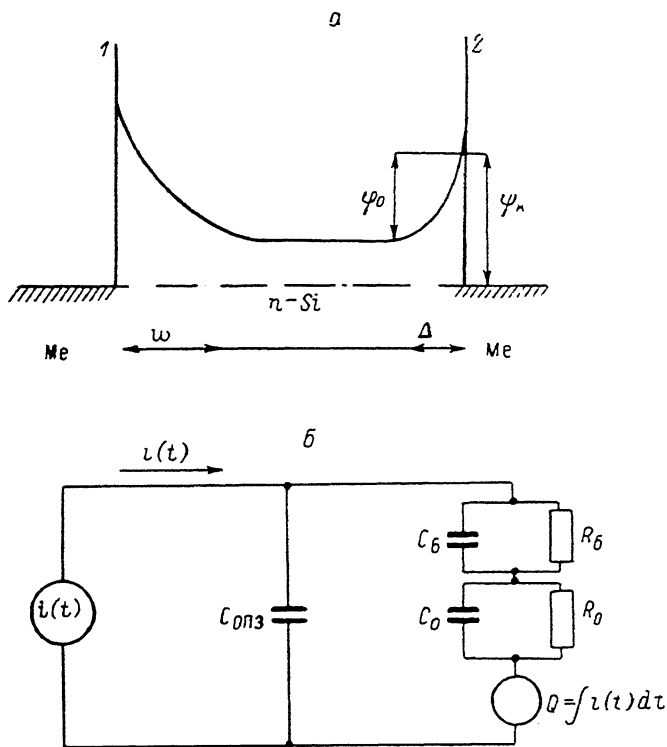


Рис. 1. Распределение потенциала в структуре с двумя барьерами и шоттки (а) и ее эквивалентная схема (б).

в ОПЗ первого контакта, а регистрация величины фотоотклика  $Q = \int i(t) dt$  осуществляется интегратором. Предположим далее, что неравновесный заряд  $q$  генерируется мгновенно и базовая область достаточно низкоомна по сравнению с сопротивлением второго барьера  $R_0$ . Действительно, с сопротивлением  $R_0$  можно сопоставить величину сопротивления барьера при нулевом смещении  $kT/eJ_s$  ( $J_s$  — ток насыщения), что при  $T \sim 300$  К составляет  $\sim 10^6$  Ом. Поэтому  $R_0 C_0 \ll R_0 C_0$ , т. е. накоплением заряда на  $C_0$  можно пренебречь. Тогда при измерении в момент  $t \ll R_0 C_0$  (в эксперименте  $t \sim 2$  мкс)

$$Q = \frac{q}{C_{\text{ОПЗ}}} \left( \frac{1}{C_{\text{ОПЗ}}} + \frac{1}{C_0} \right)^{-1} = qw \left( \frac{1}{w + \Delta} \right) = q \left( 1 - \frac{\Delta}{w} \right), \quad (1)$$

и отклонение величины фотоотклика  $\lambda$  от полного заряда составит

$$\lambda = \frac{\Delta}{w} = \sqrt{\frac{\varphi_0}{V}}, \quad (2)$$

что зависит лишь от соотношения контактной разности потенциалов на тыловом контакте  $\varphi_0$  и внешнего запирающего напряжения на структуре.

На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость  $\lambda = f(\sqrt{V})$ , характерная для структуры с барьером у тылового контакта. В соответствии с (1) отчетливо наблюдается линейно спадающий участок до  $V \leq 225$  В. Дальнейшее резкое падение связано со смыканием ОПЗ выпрямляющего и тылового контактов и возникновением в последнем тянущего для электронов электрического поля. Таким образом, в режиме полного истощения структуры делитель отсутствует и амплитуда достигает максимального значения ( $\lambda=0$ ), которое сохраняется и при больших напряжениях. Для «эталонной» М—П— $n^+$ -структуры, не имеющей барьера у  $n^+$ -контакта,  $Q$  максимально и не меняется от напряжения.

Наклон зависимости  $\lambda (1/\sqrt{V})$  в области линейного изменения  $\lambda$  позволяет рассчитать ширину ОПЗ тылового контакта  $\Delta$  (см. таблицу), а затем и  $\varphi_0$  в допущении, что разностная концентрация доноров и акцепторов у контакта известна. Для значений, приведенных в таблице, она принималась равной объемной, которая находилась по  $C-V$ -характеристикам структур.

В таблице выделяются две группы образцов: с ОПЗ тылового контакта и без него. В первой группе прослеживается качественно совпадающее с моделью [4] падение  $\varphi_0$  со снижением  $N_D - N_A$ . При этом высота барьера  $\varphi_{\kappa} = \varphi_0 + \frac{E_C - E_F}{e}$ ,

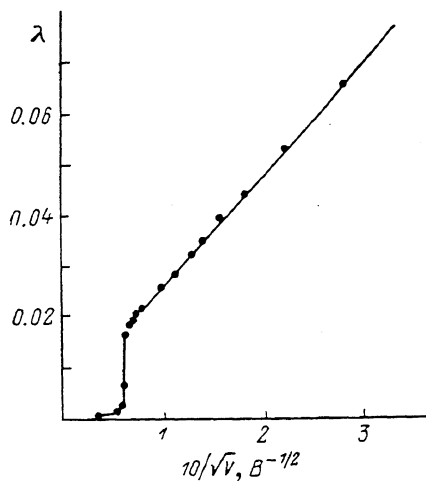


Рис. 2. Зависимость изменения величины фотоотклика от запорного напряжения на структуре М—П—М при наличии второго барьера.

предполагаемая не зависящей от свойств материала, попадает в приводимый в [4] интервал значений. Отсутствие барьера для последних трех образцов показывает, что можно достичь  $\varphi_0=0$ . К сожалению, этот результат связан со спецификой процессов, не контролируемых при изготовлении контактов. Поэтому одним из необходимых условий корректности DLTS измерений является проверка отсутствия барьера на невыпрямляющем контакте к образцу. Рис. 3 иллюстрирует применение в емкостной спектроскопии структур Au— $n$ -Si—Al, показавших отсутствие второго барьера. Спектры на рис. 3 относятся к  $n$ -Si с  $\rho \sim 1$  кОм·см, предварительно термообработанному при  $T=500$  °С в течение  $t=30$  мин в сухом азоте с целью проверки его термостабильности. Независимым доказательством того, что наблюдаемые пики не связаны с процессами на тыловом контакте, является линейная зависимость их высоты  $l$  от  $V^{-3/2}$ . Действительно, согласно [5], для случая материала с глубоким донором в верхней поло-

№ образца	$\rho$ , кОм·см (300 К)	$(N_D^+ - N_A^-) \times 10^{-12}$ см $^{-3}$ (77 К)	Контакт		$\Delta$ , мкм	$\varphi_0$ , мВ
			обработка поверхности	металл		
1	1.3	4.1	Шлифовка	Al	9.1	260
2	1.7	3.1		Al	5.5	73
3	4.0	1.3		Al + Ag	13.9	193
4	7.3	0.76		Ni	15.0	132
5	9.4	0.55	Полировка	Al	10.5	55
6	12.0	0.42		Al	12.4	50
7	1.2	4.2	Ионная имплантация	—	—	—
8	1.8	3.1		—	—	—
9	2.1	2.4		—	—	—
10	0.77	7	Шлифовка	Al	—	—
11	0.36	14		Al	—	—

вине запрещенной зоны при условии  $V_2 > V_1 \gg V_K$ ,  $V_2 - V_1$ ;  $N_{дг} < N_{дм}$  имеем

$$\bar{N}_{дг} = \frac{2N_{дм}(w)}{1 - (C_2/C_1)^2} \frac{\Delta C}{C_2}, \quad (3)$$

где  $C_2$  и  $C_1$  — стационарные значения емкости  $C_{опз}$  при  $V_2$  и  $V_1$  соответственно,  $N_{дг}$  и  $N_{дм}$  — концентрации глубоких и мелких доноров соответственно,  $\Delta C$  —

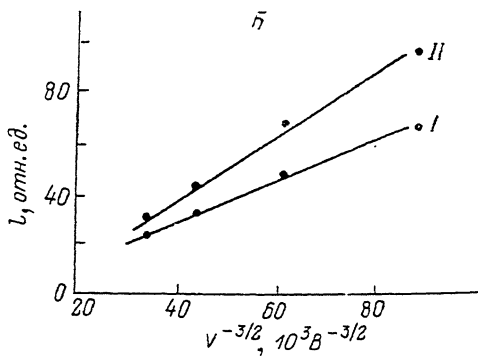
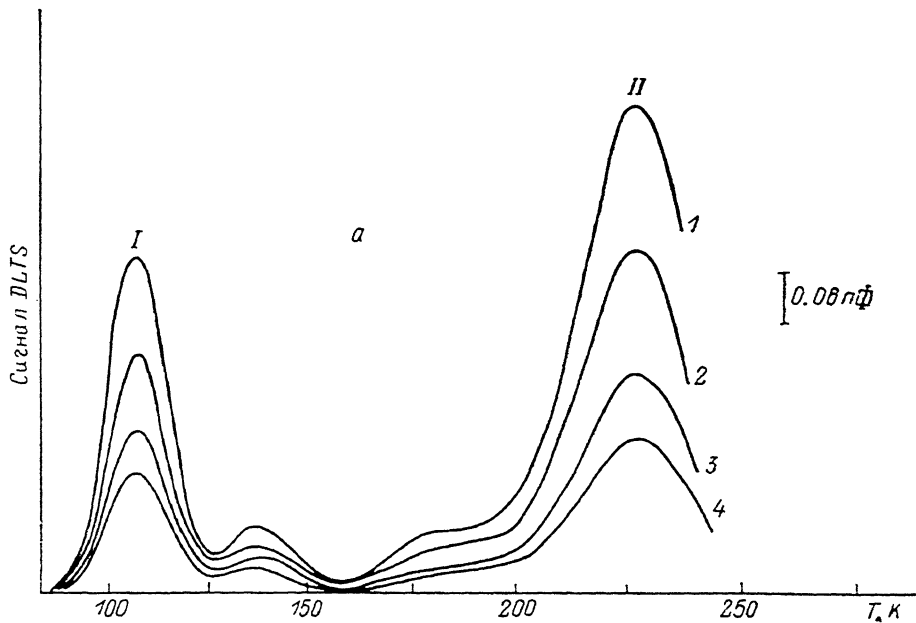


Рис. 3. Спектры DLTS термообработанного  $n$ -Si при различных переключениях напряжения смещения (а) и зависимость высоты пика DLTS  $I$  от  $V^{-3/2}$  для двух глубоких центров I и II (б).

$V_1, В:$  1 — 4, 2 — 5.4, 3 — 7, 4 — 8.6.  $V_2, В:$  1 — 5, 2 — 6.4, 3 — 8, 4 — 9.6.

пмещение емкости  $p^+ - n$ -перехода за счет релаксации глубокого уровня. Тогда для однородного по глубоким и мелким донорам материала

$$\Delta C \sim [1 - (C_2/C_1)^2] C_2 \sim \Delta V V^{-3/2}, \quad (4)$$

и при постоянной величине  $V_2 - V_1 = \Delta V$  высота пика линейно зависит от  $V^{-3/2}$ . Наблюдаемая пропорциональность показывает также, что при изменении напряжения эффективная площадь выпрямляющего контакта остается постоянной. Как известно, последняя может не соответствовать геометрической площади металлического Au-контакта за счет проводимости поверхностного слоя полупроводника и меняться от  $V$ . Наличие этого эффекта, так же как и избы-

точного последовательного сопротивления [1], нарушало бы линейный ход зависимости  $I$  от  $V^{-3/2}$ .

Сопоставление результатов рис. 3 со спектрами DLTS на аттестованных структурах из исходного материала позволило выявить глубокий центр, контролирующий время жизни в данной марке кремния и исчезающий после термообработки. Параметры центра: глубина залегания в запрещенной зоне  $E_c - 0.65$  эВ, сечение захвата электрона  $\sim 4 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup>, концентрация  $\sim 10^{11}$  см<sup>-3</sup>.

Таким образом, использование импульсного метода аттестации структур с барьерами Шоттки и работа с образцами, не имеющими барьера на тыловом контакте, позволяют корректно применять метод DLTS на весьма чистых полупроводниках.

В заключение авторы выражают благодарность Б. Шмидту (АН ГДР) и его коллегам, чьи образцы кремния были использованы при отработке методики, а также Н. А. Соболеву за полезную дискуссию.

#### Список литературы

- [1] Астрова Е. В., Лебедев А. А., Лебедев А. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 8. С. 1382—1385.
- [2] Ерезин В. К., Иванов А. М., Строкан Н. Б. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 2. С. 291—295.
- [3] Еремин В. К., Строкан Н. Б., Тиснек Н. И. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 6. С. 1157—1161.
- [4] Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. М., 1982. 230 с.
- [5] Берман Т. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 21.12.1988  
Принята к печати 28.04.1989