

$$\left| \frac{\Pi_p}{\eta_p} L_1 \right| > \left| \frac{\Pi_e}{\eta_e} \right| (a + L_p),$$

$$\left| \frac{\Pi_p}{\eta_p} (a + L_e) \right| > \left| \frac{\Pi_e}{\eta_e} 3L_p \right|,$$

где $\Pi_e = \alpha_e T_0 - \lambda$, λ — поверхностный коэффициент Пельтье [3], новый механизм является определяющим по сравнению с эффектом Пельтье и выражения (3) становятся истинными температурами электронов и фононов.

Поскольку задача решалась в линейном по току приближении, вольтамперные характеристики, естественно, остаются линейными, а неоднородность $t_{e,p}$ приводит только к изменению проводимости образца.

Выражение для тока при увлечении имеет вид [2]

$$J = \sigma_0 (E - \alpha_e \nabla T_e - \alpha_p \nabla T_p) = \sigma E,$$

где $\sigma = \sigma_0 / (1 + f)$, функция $f = (\sigma_0 / a) [\alpha_e t_e(a) + \alpha_p t_p(a)]$. Если $\alpha_{e,p} < 0$, то при $\alpha_{e,p} > 0$ оба градиента отрицательны и $f < 0$, т. е. проводимость возрастает. Если же $\alpha_{e,p} < 0$, то градиент фононной температуры по-прежнему отрицателен, а электронной — положителен. Когда $|\alpha_e L_1| < |\alpha_p (a + L_e)|$, вклад электронного градиента температуры меньше фононного и f , как и ранее, отрицательна. При выполнении обратного неравенства $f > 0$ и проводимость падает.

Л и т е р а т у р а

- [1] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 7. С. 281—283.
 [2] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 572—574.
 [3] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 287 с.

Институт радиофизики и электроники АН УССР
Харьков

Получено 5.07.1988
Принято к печати 11.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

УРОВНИ ДЕФЕКТОВ ТЕРМООБРАБОТКИ В КРЕМНИИ ПОД ГИДРОСТАТИЧЕСКИМ ДАВЛЕНИЕМ

Выжигин Ю. В., Земан Я., Костылев В. А., Соболев Н. А., Шмид В.

В работе [1] показано, что, изменяя условия изготовления высоковольтных кремниевых $p-n$ -переходов, можно управлять спектром образующихся глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника. В таблице приведены отсчитанные от дна зоны проводимости значения энергии их активации (E) и сечения захвата на них электронов (σ), вычисленные в предположении, что σ не зависит от температуры, из соотношения [2]

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E/kT), \quad (1)$$

где σ — скорость термической эмиссии электронов с уровня в зону проводимости, $b = 6.6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-2}$, k — постоянная Больцмана, T — температура. Авторами было высказано предположение, что уровни E_1 и E_2 принадлежат дефектам вакансионного типа, а уровни E_3 и E_4 — дефектам, сформированным из междоузельных атомов кремния. Цель настоящей работы заключалась в исследовании влияния гидростатического давления на параметры этих уровней.

$p-n$ -Переходы диаметром 40—56 мм изготавливались с помощью диффузии в различных средах (на воздухе, в вакууме, в хлорсодержащей атмосфере)

при температуре 1250 °С в течение 40 ч бора и алюминия в нейтронно-легиру-
 ванный кремний *n*-типа проводимости с удельным сопротивлением 140–
 300 Ом·см [1]. *p*–*n*-Переход находился на глубине ~100 мкм, поверхностные
 концентрации составляли для бора ~10²⁰, для алюминия ~10¹⁷ см⁻³. Измере-

Параметры уровней дефектов в Si

Уро- вень	<i>E</i> , мэВ	σ^* , см ²	$M \cdot 10^{-11}$, см ⁻³	γ , мэВ/ГПа	<i>T</i> , К
1	192 ± 10	1.1 · 10 ⁻¹⁵	0.69	0.41 ± 0.07	105
2	266 ± 3	4.0 · 10 ⁻¹⁶	5.1	0.84 ± 0.07	168
3	277 ± 2	1.9 · 10 ⁻¹⁷	1.1	-11.3 ± 0.9 -10.2 ± 1.0	163 190
4	535 ± 6	1.6 · 10 ⁻¹⁵	1.4	-13.8 -14.0 -13.9	234 262 291

Примечание. * Значения вычислены из (1) по [2].

ния проводились на образцах, DLTS-спектр которых представлен на рис. 1. Концентрация уровней *M*₁–*M*₄ приведена в таблице. Для исследования влия-
 ния гидростатического давления (до 1 ГПа) на параметры уровней использова-
 лись автоматизированный спектрометр глубоких уровней DLS-82 (рабочая
 частота 1 МГц) и гелиевый газовый компрессор «Unipress». Скорость эмис-
 сии измерялась при фиксированной температуре в режиме частотного
 сканирования [3]. Сечение захвата электронов на уровень измерялось
 из зависимости амплитуды пика частотного сканирования от длительности
 импульса заполнения [4]. Образцы

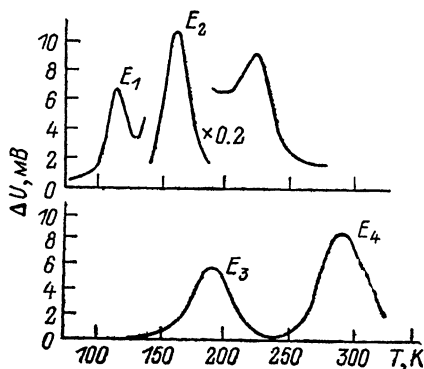


Рис. 1. DLTS-спектр *p*⁺–*n*-структур.

Частота настройки lock-in усилителя 260 Гц,
 обратное смещение 4 В.

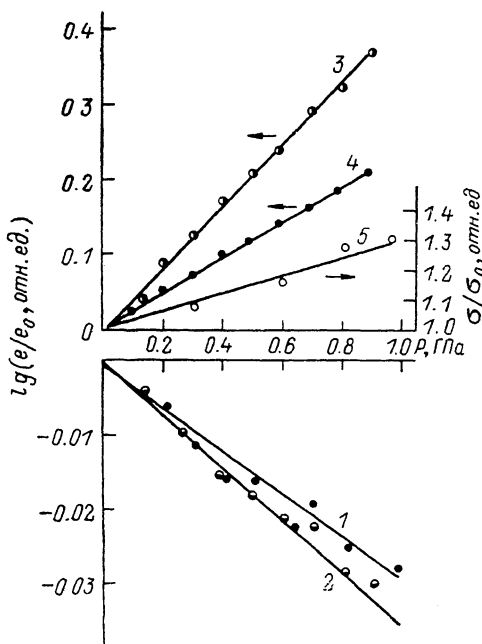


Рис. 2. Зависимость изменения скорости эмис-
 сии электронов с уровней *E*₁–*E*₄ в зону про-
 водимости (1–4) и сечения захвата электронов
 на уровень *E*₃ (5) от гидростатического да-
 вления.

T, К: 1 – 105, 2 – 168, 3, 5 – 190, 4 – 291.

размером 2 × 2 мм помещались в криостат, температура в котором поддер-
 живалась с точностью не хуже 0.05 К и контролировалась медь-константа-
 новой термопарой и платиновым термометром. Давление измерялось с по-
 мощью манганинового сопротивления с точностью, лучшей 1 %. Для того
 чтобы исключить влияние электрического поля *p*–*n*-перехода на результаты,
 измерения проводились при обратном напряжении не более 20 В.

На рис. 2 приведены типичные зависимости скорости эмиссии электронов с уровней E_1 — E_4 от гидростатического давления при фиксированной температуре. В полулогарифмическом масштабе эти зависимости представляют собой прямые линии, причем для уровней E_1 и E_2 скорость эмиссии с увеличением давления уменьшается, а для уровней E_3 и E_4 — увеличивается.

На рис. 2 также приведена зависимость сечения захвата электронов на уровень E_3 от гидростатического давления при фиксированной температуре. Оказалось, что сечение захвата линейно возрастает с давлением:

$$\sigma_3(P) = \sigma_3(0) + \alpha \tau_3(0) P, \quad (2)$$

где $\alpha = 0.33$ (ГПа) $^{-1}$. Для уровней E_1 и E_2 сечения захвата не зависят от давления. Зависимость сечения захвата от давления для уровня E_4 не удалось определить, так как экспериментальная установка не позволяла подавать импульсы заполнения, меньшие 0.05 мкс [5].

Изменение энергии активации уровня под действием гидростатического давления (коэффициент гидростатического давления) в соответствии с работой [6] определяется выражением

$$\gamma = \frac{\partial \Delta G}{\partial P} \Big|_T = -kT \left\{ \frac{\partial \ln \sigma}{\partial P} \Big|_T - \frac{\partial \ln \sigma}{\partial P} \Big|_T - \frac{\partial \ln m^*}{\partial P} \Big|_T \right\}, \quad (3)$$

где ΔG — изменение свободной энергии Гиббса при ионизации уровня, m^* — эффективная масса электронов, для кремния $(\partial \ln m^* / \partial P) \simeq -0.019$ ГПа $^{-1}$. В таблице приведены экспериментальные значения коэффициента гидростатического давления для уровней E_1 — E_4 . Предполагалось, что τ_4 не зависит от давления.

Влияние гидростатического давления на параметры уровней E_3 и E_4 исследовалось при разных температурах. Для уровня E_4 γ практически не зависит от температуры, т. е. коэффициент гидростатического давления непосредственно определяет изменение положения уровня относительно дна зоны проводимости под действием давления. Для уровня E_4 температурная зависимость скорости эмиссии совпадает с аналогичными зависимостями для уровней Au, S, Ag, Co, Mn в *n*-кремнии [2]. В отличие от данных для уровня золота, приведенных в работе [7], экспериментальные значения γ для уровня E_4 почти в 2 раза меньше и практически не зависят от температуры, т. е. E_4 не является уровнем золота. Уровень E_4 также не принадлежит дефекту, связанному с введением атомов серы, поскольку значения γ для уровней E_4 и серы [8] существенно различаются. Данные по влиянию гидростатического давления на параметры уровней Ag, Co и Mn в литературе отсутствуют.

Согласно работе [8], образующиеся в запрещенной зоне уровни можно условно классифицировать по значениям γ : для глубоких уровней $|\gamma| \simeq 10$ —30, а для мелких уровней $|\gamma| \leq 1$ мэВ/ГПа. Следовательно, уровни E_1 и E_2 характеризуются дальнедействующим потенциалом и являются мелкими, они могут быть описаны в рамках теории эффективной массы. Уровни E_3 и E_4 характеризуются короткодействующим, сильно локализованным потенциалом и являются глубокими. Знак γ указывает на то, что эмиссия электронов с уровней E_1 и E_2 сопровождается расширением, а с уровней E_3 и E_4 — сжатием решетки [6].

Таким образом, проведенные исследования подтверждают предположение авторов работы [1], что уровни E_1 и E_2 , с одной стороны, и уровни E_3 и E_4 — с другой принадлежат дефектам различного типа. Найденные экспериментальные значения γ могут быть использованы в качестве характеристического параметра для идентификации образующихся уровней.

Л и т е р а т у р а

- [1] Выжигин Ю. В., Елисеев В. В., Костылев В. А., Лякунова В. М., Максимова С. А., Соболев Н. А. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 581.
- [2] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [3] Fejenczi G. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 94. N 2. P. K119—K124.

- [4] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
 [5] Baber N., Grimmeiss H. G., Kleverman M., Omling P. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 7. P. 2853—2857.
 [6] Samara G. A., Barnes C. E. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 16. P. 2069—2072.
 [7] Samara G. A., Barnes C. E. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 14. P. 7575—7584.
 [8] Jautsch W., Wüstel K., Kumagai O., Vogl P. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 8. P. 5515.

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

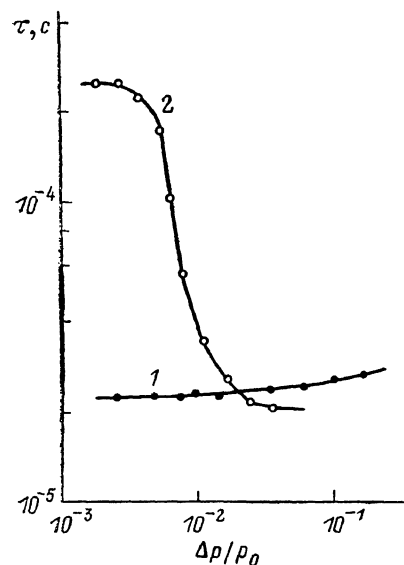
Получено 28.07.1988
 Принято к печати 17.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

РЕКОМБИНАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ДИСЛОКАЦИЯХ И РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТАХ В p -Si

Казакевич Л. А., Лугаков П. Ф., Филиппов И. М.

Дислокации в кремнии создают деформационные поля, под воздействием которых к ним мигрируют генерируемые облучением вакансии и междоузельные атомы, а вокруг дислокаций возникает потенциальный барьер для неравновесных носителей заряда (ННЗ), что изменяет условия их рекомбинации на равномерно распределенных в матрице кристалла точечных дефектах [1-3]. В данной работе изучались процессы рекомбинации ННЗ в облученном дислокационном p -Si.



Исследования проводились на монокристаллах кремния p -типа ($\rho = 20 \div 1500 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), выращенных бестигельной зонной плавкой (зонные) и по методу Чохральского (тигельные). Дислокации вводились при пластической деформации четырехпопным изгибом ($T_{\text{деф}} = 750^\circ \text{C}$) с последующим медленным (скорость $\leq 0.3^\circ \text{C}/\text{с}$) охлаждением образцов. Плотность дислокаций (N_D) в них контролировалась по подсчету ямок травления. Облучение исходных ($N_D \leq 1 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$) и дислокационных ($N_D > 1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$) кристаллов осуществлялось γ -квантами ^{60}Co ($T_{\text{обл}} \leq$

Рис. 1. Инжекционные зависимости времени жизни носителей заряда в зонном кремнии.

$N_D, \text{см}^{-2}$: 1 — $1 \cdot 10^3$, 2 — $4 \cdot 10^5$.

$\leq 50^\circ \text{C}$). Экспериментальные результаты получены из измерений ($T_{\text{изм}} = 300 \text{ K}$) времени жизни (τ) неосновных носителей заряда методом модуляции проводимости в точечном контакте.

На рис. 1 показано изменение τ в исходных и дислокационных зонных кристаллах ($\rho \approx 1000 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) при увеличении уровня инжекции ($\Delta p/p_0$) носителей заряда. Качественно аналогичные зависимости τ имеют место и в тигельном кремнии, но влияние дислокаций здесь проявляется слабее. Как видно, при $\Delta p/p_0 \leq 1 \cdot 10^{-2}$ в дислокационном p -кремнии τ значительно (на порядок и более) выше, чем в исходном, а при $\Delta p/p_0 > 2 \cdot 10^{-2}$ τ близко к его значению в бездислокационном кремнии. Кроме того, с ростом уровня инжекции ННЗ τ в исходных кристаллах несколько увеличивается, а в дислокационных — резко уменьшается. Полученные результаты не удается описать в рамках известной