

doi:

Т.А. ПАГАВА, Л.С. ЧХАРТИШВИЛИ, Н.И. МАЙСУРАДЗЕ, М.Г. БЕРИДЗЕ,  
Д.З. ХОЧОЛАВА

Грузинский технический университет, Департамент инженерной физики  
(Ул. М. Костава, 77, Тбилиси 0175, Грузия; e-mail: tpagava@gtu.ge)

## ВЛИЯНИЕ ИК ПОДСВЕТКИ НА РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В ОБЛУЧЕННЫХ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 25 МэВ КРИСТАЛЛАХ *n*-Si

УДК 621.315.592

*Исследуемые образцы монокристаллов *n*-Si с концентрацией электронов  $N = 6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  облучались протонами с энергией 25 МэВ при 300 К. Для исследования применяли метод фото-Холл-эффекта. В облученных образцах наблюдается аномально высокое значение холловской подвижности электронов, что объясняется образованием в объеме кристалла высокопроводящих включений с омическим переходом на границе с матрицей кристалла. При некоторых температурах изохронного отжига наблюдается аномально высокое рассеяние электронов, которое уменьшается монохроматической ИК подсветкой с заданной энергией фотонов. Подсветка деионизирует электростатически взаимодействующие вторичные глубокие дефекты, которые образуются в процессе изохронного отжига вокруг высокопроводящих включений и экранируют их. Показано, что такими экранирующими дефектами являются в основном А- и Е-центры.*

*Ключевые слова:* кремний *n*-типа, облучение протонами, метод фото-Холл-эффекта.

### 1. Введение

Известен целый ряд исследований по электрическим неоднородностям в кристаллическом кремнии, созданным высокоэнергетической радиацией.

Например, особенности процессов накопления и отжига основных радиационных дефектов в почти бездислокационных кристаллах кремния могут быть интерпретированы [1] с учетом наличия объемных включений межузельных атомов. При этом гетерирующие свойства этих включений сложным образом зависят от содержания в кристалле основной фоновой примеси – кислорода. В частности изучением электрических свойств кремния, облученного электронами и термообработанного при 530 °С, установлено [2] микроненормодное пространственное распределение кислородосодержащих термодоноров. При изучении влияния облучения электронами на формирование электрически активных центров в кремнии также обнаружено [3], что отжигом при 450 °С образуются области с *n*- и *p*-типами проводимости. Концентрация носителей тока в областях обоих типов про-

водимости возрастает с увеличением дозы облучения и времени отжига, что говорит о формировании не только термодоноров, но и – термоакцепторов. При этом неоднородности распределений этих центров коррелируют с флуктуациями концентрации атомов фоновой примеси кислорода. Результаты исследования электронных состояний и электрических параметров образцов *p*-Si, выращенных методом Чохральского, после их облучения быстрыми нейтронами и изотермического отжига были объяснены [4] появлением микропреципитатов кислорода в форме кристаллической (кристаллит) или аморфной (кварц) фаз в зависимости от величины потока нейтронов. На границах этих включений с Si аккумулируется объемный заряд и образуется потенциальный барьер.

Исследованием кремния, облученного ионами бора  $B^+$  и отожженного при высокой температуре, установлено [5], что при достаточно высокой концентрации (превышающей предельную растворимость бора в кремнии) образуются дополнительные максимумы в профиле распределения бора. Подобная кластеризация связывается с вытеснением атомов бора из узловых положений собственными межузельными атомами, выходящими из разупорядоченных областей (РО). Характер

© Т.А. ПАГАВА, Л.С. ЧХАРТИШВИЛИ,  
Н.И. МАЙСУРАДЗЕ, М.Г. БЕРИДЗЕ,  
Д.З. ХОЧОЛАВА, 2015

преципитации в кремнии бора при его высокодозовой имплантации зависит от концентрации бора, предварительно введенного в узлах кристалла [6]. При концентрации бора, близкого к равновесному значению, преципитация преимущественно наблюдается в областях с пониженным содержанием радиационных дефектов (РД), а в областях с их повышенным содержанием атомы бора вовлекаются в кластеризацию с междоузельными атомами кремния. Сравнительным анализом условий формирования мелких акцепторных центров в кремнии, облученном электронами, нейтронами и высокоэнергетическими ионами в процессе высокотемпературного отжига, показано [7], что возникновение термоакцепторов обусловлено взаимодействием акцепторных примесей в виде атомов бора с вакансиями, накопленными в многовакансионных кластерах. Показано также [8], что уровень предварительного легирования бором кристаллов кремния заметно влияет на профиль распределения другой примеси – фосфора, введенного в материал ионным имплантированием.

Особенности электрических свойств  $\gamma$ -облученного кремния  $p$ -типа могут быть объяснены [9] взаимодействием между РО и РД. Конкретно – повышением потенциального барьера, вызванным облучением, между областями относительно высокого и относительно низкого сопротивления, а также быстрым захватом первичных РД дополнительными стоками в виде РО. Исследование процессов изотермического и изохронного отжига дивакансий в облученном протонами энергии 8 МэВ кремнии комбинированием методов ИК и позитронной спектроскопии приводит к заключению [10], что имеет место два процесса, которые связаны с неоднородностью материала: рекомбинация со скоплениями междоузельных атомов и образование вакансионных аггломераций. Облучение кремния экстремальными дозами ионов  $\text{Ge}^+$ ,  $\text{Ar}^+$  и  $\text{Ne}^+$  приводит к почти полной аморфизации материала, в котором однако имеются включения нанокристаллов [11]. На границах раздела нанокристаллов с аморфной матрицей имеются многочисленные разорванные связи, ведущие к усилению ЭПР-сигнала.

В работе [12] показана зависимость размеров и конфигураций РО от энергии первично выбитого атома в кристалле Si. Из зависимости числа взаимодействий от энергии протона следует, что при-

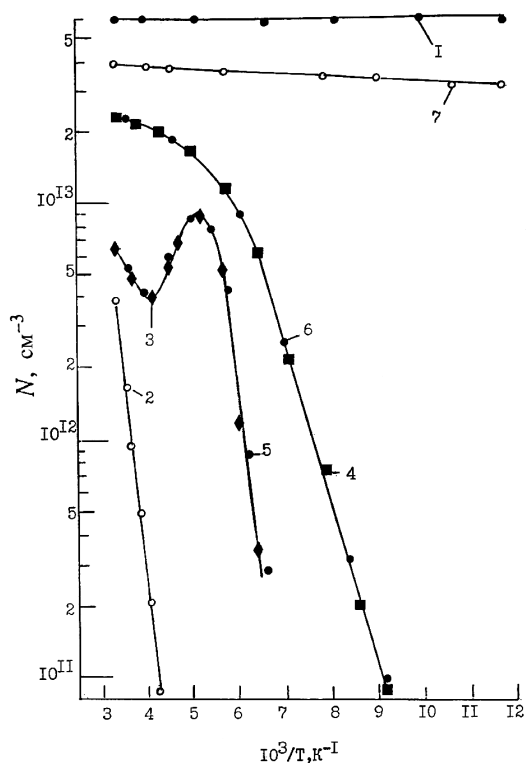
рода большинства взаимодействий кулонова и в этих условиях преимущественно образуются изолированные точечные РД. Когда же энергия отдачи превышает  $\sim 2$  кэВ, в кристалле появляются однокаскадные или субкаскадные разрушения. С ростом энергии протонов ( $E > 20$  МэВ) субкаскадные разрушения превращаются в многокаскадные, т.е. начинается образование РО. Ядра РО состоят из вакансий, дивакансий и различного рода вакансионных ассоциатов, а в формировании ее периферии – оболочки – участвуют дефекты типа примесь + вакансия.

РО в кристаллах  $n$ -Si характеризуются проводимостью  $p$ -типа, а в кристаллах  $p$ -Si –  $n$ -типа, т.е. РО отделены от матрицы потенциальным барьером для основных носителей тока и поэтому являются “диэлектрическими” включениями и вызывают уменьшение эффективного значения холловской подвижности  $\mu_{\text{эфф}}$  как в области фононного рассеяния, так и в области рассеяния на заряженных дефектах [13–17].

Авторами работ [16, 17] было высказано предположение, что ядра РО в кремнии в основном состоят из собственных междоузельных атомов.

Нами экспериментально доказано [18–20], что в кристаллах  $n$ -Si, облученных протонами с энергией 25 МэВ, преимущественно образуются “металлические”, т.е. высокопроводящие относительно матрицы, включения с омическим переходом на границе раздела с матрицей полупроводника, что приводит к аномальному увеличению  $\mu_{\text{эфф}}$ . В процессе изохронного отжига (ИО) вокруг “металлических” включений (которые, по-видимому, являются скоплениями междоузельных атомов) образуется непрозрачная для электронов проводимости оболочка из отрицательно заряженных акцепторных РД, чем объясняется резкое уменьшение  $\mu_{\text{эфф}}$  после отжига облученных образцов при  $T_{\text{отж}} = 110$  °С или же в процессе естественного старения в течение 30 суток при 300 К.

В работе [20] высказано предположение, что за экранирование “металлических” включений в области высоких температур (200–300 К) ответственны  $E$ -центры. При низких температурах – кроме  $E$ -центров,  $A$ -центры, которые начинают заряжаться ниже 200 К. После отжига  $E$ -центров ( $T_{\text{отж}} = 160$  °С) при низких температурах (<200 К) экранирующая оболочка, по-видимому, состоит только из отрицательно заряженных  $A$ -



**Рис. 1.** Температурная зависимость концентрации электронов в кристаллах *n*-Si, облученных протонами с энергией 25 МэВ при 300 К: 1 – до облучения, 2 – после облучения дозой  $8,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , 3 и 4 – после отжига при 110 и 160 °С соответственно, 5 и 6 – после отжига при 110 и 160 °С и при ИК подсветке с энергиями фотонов 0,44 и 0,17 эВ соответственно и 7 – после отжига при 350 °С

центров. Следует отметить, что в силу кулоновского притяжения между положительно заряженными атомами фосфора и отрицательно заряженными вакансиями эффективности введения *A*-центров  $\eta_A$  и *E*-центров  $\eta_E$  в условиях, когда концентрация кислорода на два порядка превышает концентрацию фосфора, почти равны:  $\eta_A \approx \eta_E$  [21, 22].

Если в атмосфере вокруг “металлических” включений действительно образуются *A*- и *E*-центры и если именно они ответственные за резкое уменьшение  $\mu_{\text{эфф}}$  электронов в кристаллах *n*-Si, облученных протонами с энергией 25 МэВ, то используя монохроматическую селективную подсветку, можно существенно повлиять на вид кривой  $\mu_{\text{эфф}}(T)$  деионизируя определенную часть этих центров.

Целью данной работы является изучение влияния селективного фотовозбуждения с помощью ИК подсветки части *A*- и *E*-центров на  $\mu_{\text{эфф}}$  в образцах *n*-Si.

## 2. Эксперимент

Для исследования нами были использованы монокристаллы *n*-Si, легированные фосфором, с концентрацией электронов  $N = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Кристаллы были получены методом зонной плавки. Соответственно концентрация кислорода  $N_O \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; плотность ростовых дислокаций  $N_{\text{Dis}} \approx 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-2}$ . Образцы вырезались в форме брусков  $1 \times 3 \times 10 \text{ мм}$  с наибольшей гранью (111). Часть исследуемых образцов облучались только протонами 25 МэВ (доза  $\Phi \approx 8,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ); а определенная часть образцов – сначала небольшими дозами протонов ( $\Phi \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $\varphi \approx 1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ), а затем и электронами энергии 2 МэВ ( $\Phi \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$  и  $\varphi \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ). Образцы облучались при температуре 300 К.

Для изучения роли деионизации глубоких центров на  $\mu_{\text{эфф}}$  мы использовали метод фото-Холл-эффекта. Электроны с уровней данного типа возбуждались в зону проводимости ИК светом с помощью монохроматора ИКС-21. *A*-центры возбуждались светом с энергией квантов  $h\nu_1 = 0,17 \text{ эВ}$  (длиной волны  $\lambda_1 = 7,3 \text{ мкм}$ ), а *E*-центры – светом с энергией квантов  $h\nu_2 = 0,44 \text{ эВ}$  (длиной волны  $\lambda_2 = 2,8 \text{ мкм}$ ). В первом случае для получения лучей света использовалась призма, изготовленная из LiF, а во втором – из NaCl. Уровень инжекции  $\Delta N$  оценивался по интенсивности их подсветки, и не превышал  $\Delta N \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . В логарифмических координатах темновые и подсвеченные кривые зависимости  $\lg N(10^3/T)$  практически накладываются друг на друга. Поэтому на рис. 1 они приведены вместе (влияние подсветки отчетливо видно в подвижности). Температурные зависимости концентрации носителей тока  $N$ , удельного сопротивления  $\rho$  и эффективной холловской подвижности  $\mu_{\text{эфф}}$  исследовались в интервале  $T = 77 - 300 \text{ К}$ ;  $N$  измеряли компенсационным методом в магнитном поле напряженности  $H = 10 \text{ кЭ}$ ;  $\rho$  измеряли двухзондовым методом; холловский фактор принимался равным единице,  $\mu_{\text{эфф}}$  вычисляли по формуле:  $\mu_{\text{эфф}} = 1/eN\rho$  ( $e$  – заряд электрона). В целях осуществления перестройки атмосферы

ры точечных дефектов, образующихся вокруг “металлических” включений, применялся ИО в интервале 80–550 °С, шагом 10 °С со временем выдержки при фиксированной температуре 10 мин.

### 3. Результаты исследований и их обсуждение

На рис. 1 представлены зависимости  $N = f(10^3/T)$  в исходном кристалле (кривая 1), после облучения протонами 25 МэВ интегральным потоком  $8,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (кривая 2), после отжига облученного образца при температурах 110, 160 и 350 °С (кривые 3, 4 и 7 соответственно), а также после отжига при 110 и 160 °С и при ИК подсветке с энергиями фотонов 0,44 и 0,17 эВ (кривые 5 и 6 соответственно). Кривая 2 на рис. 1 соответствует дефектам акцепторного типа с энергией ионизаций  $E_C = 0,38 \pm 0,01$  эВ, т.е. дивакансиям [23].

Сразу после облучения все электроны проводимости находятся на глубоких уровнях ( $E$ -центрах, дивакансиях и т.д.). После термообработки при  $T_{\text{отж}} = 110$  °С облученных образцов часть  $E$ -центров отжигается. После отжига одного  $E$ -центра в зоне проводимости появляются два электрона. Свободные электроны заряжают определенную часть  $A$ -центров. Результат всех этих процессов отражен на рис. 1 немоной кривой 3, которая соответствует истощению  $A$ -центров. Правда, энергия деионизации  $A$ -центров оказывается несколько измененной, что, по-видимому, связано с электростатическим взаимодействием между различными заряженными РД [19, 24].

Дело в том, что оболочка РО содержит не только  $A$ -центры, но и ряд других центров, которые в широком температурном интервале также являются заряженными. Поэтому среднее расстояние между всеми заряженными дефектами определенно меньше, чем среднее расстояние только между  $A$ -центрами. Соответственно больше изменение энергии ионизации  $A$ -центров из-за электростатического взаимодействия. Протонное облучение увеличивает долю электростатически взаимодействующих центров ( $A$ - и  $E$ -центров, дивакансий и т.д.), так как создает первичные РД, расположенные вдоль треков пробега протонов и способные конденсироваться с образованием близко расположенных вакансионных комплексов и кластеров [22]. По нашим оценкам, расстояние между электростатиче-

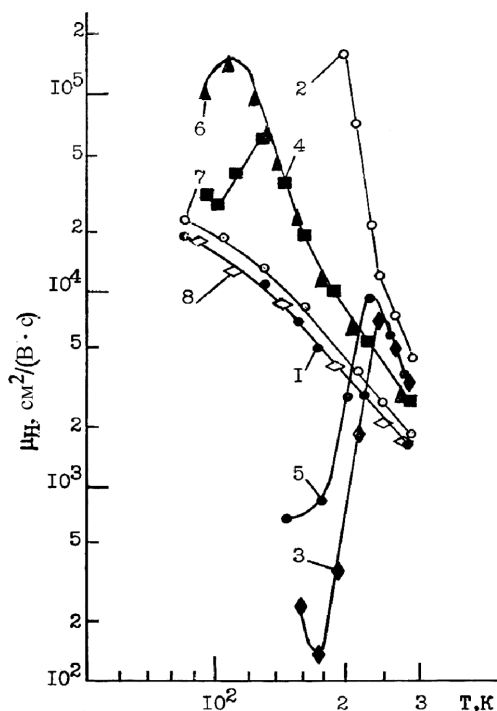
ски взаимодействующими РД изменяется в интервале  $10^{-7}$ – $10^{-6}$  см.

По-видимому, когда энергия электростатического взаимодействия  $\varepsilon \geq 0,17$  эВ, электроны с уровней, соответствующих  $A$ -центрам, переходят в зону проводимости при более низких температурах, чем обычно (рис. 1, кривая 3). В силу электростатического взаимодействия в зону проводимости электроны переходят не только из  $A$ -центров, но и с более глубоких уровней. В результате наклон кривой 3 на рис. 1 растет, а значение концентрации электронов при 200 К становится больше равновесного ( $9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ). После тепловой деионизации  $A$ -центров (при температурах  $T \geq 200$  К) уменьшаются силы электростатического взаимодействия между различными РД и при 250 К в зоне проводимости остаются только равновесные электроны ( $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ). При дальнейшем увеличении температуры измерения концентрация равновесных (тепловых) электронов возрастает и на кривой 3 появляется минимум.

На рис. 2 представлены температурные зависимости холловской подвижности  $\mu_H(T)$  в исходном кристалле (кривая 1) после облучения протонами с энергией 25 МэВ интегральным потоком  $8,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (кривая 2), а также после отжига при  $T_{\text{отж}} = 110, 160, 350$  и  $550$  °С (кривые 3, 4, 7 и 8 соответственно). На кривой 3 наблюдается резкое уменьшение  $\mu_{\text{эфф}}$  с образованием минимума при 180 К, а на кривой 4 – при 100 К. Фото возбуждение электронов в зону проводимости с уровня 0,44 эВ ( $\lambda = 2,8$  мкм) в образцах, отожженных при  $T_{\text{отж}} = 110$  °С, увеличивает значение  $\mu_{\text{эфф}}$ , смещая зависимость в сторону меньших температур (рис. 2, кривая 5). После отжига при  $T_{\text{отж}} = 160$  °С возбуждение электронов с уровня 0,17 эВ ( $\lambda = 7,3$  мкм) вызывает увеличение максимума на кривой зависимости  $\mu_{\text{эфф}}(T)$  и смещает его в сторону более низких температур (рис. 2, кривая 6).

Из рис. 2 следует, что подсветка оказывает влияние на ход зависимости  $\mu_{\text{эфф}}(T)$  не только при низких температурах ( $\sim 100$  К), т.е. в области рассеяния на заряженных центрах, но и в области рассеяния носителей тока на фонах (при температурах  $\geq 180$  К).

Энергия электрона на локальном уровне  $E = E_T + \varepsilon$ , где  $E_T$  – тепловая энергия,  $\varepsilon$  – средняя энергия электростатического взаимодей-



**Рис. 2.** Температурная зависимость подвижности электронов в кристаллах *n*-Si, облученных протонами с энергией 25 МэВ при 300 К: 1 – до облучения, 2 – после облучения дозой  $8,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , 3 и 4 – после отжига при 110 и 160 °С соответственно, 5 и 6 – после отжига при 110 и 160 °С при подсветке ИК светом с энергиями фотонов 0,44 и 0,17 эВ соответственно и 7 и 8 – после отжига при 350 и 550 °С соответственно

ствия между отрицательно заряженными дефектами в атмосфере вокруг “металлических” включений. Если  $E = E_i$ , где  $E_i$  – энергия деионизации центра, то электрон из локального уровня переходит в зону проводимости. В интервале температур 230–300 К, по-видимому, электроны с уровня  $E = E_i = 0,44 \text{ эВ}$ , соответствующего *E*-центрам, переходят в зону проводимости, степень экранирования “металлических” включений уменьшается и холловская подвижность согласно [25] может быть представлена выражением

$$\mu_{\text{эфф}} \approx \mu_{\text{H}} \frac{1 + 3f_1}{1 - 6f_1}, \quad (1)$$

где  $\mu_{\text{H}}$  – холловская подвижность в неповрежденной матрице,  $f_1$  – суммарная объемная доля скоплений межузельных атомов. Как видно из формулы (1),  $\mu_{\text{эфф}}$  является возрастающей функцией

объемной доли  $f_1$  включений, что мы наблюдаем на кривой зависимости  $\mu_{\text{эфф}}(T)$  в интервале 230–300 К (рис. 2, кривая 3). С понижением температуры  $E$  уменьшается и *E*-центры начинают заряжаться. Следовательно увеличивается степень экранирования “металлических” включения. Они становятся непрозрачными для электронов и согласно [14] холловская подвижность уменьшается по закону:

$$\mu_{\text{эфф}} \approx \mu_{\text{H}} \frac{1 - f_2/4}{1 + f_2/2}, \quad (2)$$

где  $\mu_{\text{H}}$  – опять холловская подвижность электронов в исходном образце,  $f_2$  – доля объема, занимаемая квазидиэлектрическими включениями (см. рис. 2, кривая 3).

Следует отметить, что в данном случае, кроме энергии и дозы облучения,  $f_1$  и  $f_2$  являются также функциями степени экранирования  $\gamma$  “металлических” включений. При увеличении  $\gamma$  величина  $f_1$  уменьшается, а  $f_2$  растёт и наоборот.

На зависимости  $\mu_{\text{эфф}}(T)$  в области 180 К наблюдается минимум. Существование минимума в работе [19] объясняется изменением степени экранирования “металлических” включений в зависимости от температуры в процессе измерения, хотя единого мнения по этому вопросу пока нет [24–27].

Увеличение значения  $\mu_{\text{эфф}}$  в интервале 140–230 К при возбуждении электронов в зону проводимости с уровня  $E_C - 0,44 \text{ эВ}$  использованием ИК подсветки объясняется уменьшением степени экранирования атомных кластеров и соответственно увеличением объемной доли “металлических” включений  $f_1$  – см. формулу (1). В температурном интервале 230–300 К вокруг “металлических” включений *E*-центры истощены в силу электростатического взаимодействия и высокой температуры и поэтому ИК подсветка не влияет на величину эффективной подвижности  $\mu_{\text{эфф}}$ . *A*-центры в области фоновонного рассеяния (200–300 К) практически электронейтральны и не могут сильно повлиять на степень экранирования “металлических” включений и соответственно на  $\mu_{\text{эфф}}$ . Что касается дивакансий, то они в основном образуются в процессе облучения путем каскадного механизма и несомненно присутствуют в объеме кристалла. В процессе ИО в силу электростатического отталкивания между отрицательными моновакансиями образование дивакансий путем диф-

фузионного механизма маловероятно. Поэтому в атмосфере вокруг “металлических” включений по всей видимости они присутствуют в небольшом количестве.

Уменьшение  $\mu_{\text{эфф}}$  в области низких температур (130 К) после полного отжига  $E$ -центров ( $T_{\text{отж}} = 160^\circ\text{C}$ ) в работе [20] объясняется изменением зарядового состояния  $A$ -центров. При температуре  $T \leq 130\text{ К}$   $A$ -центры заряжаются отрицательно и увеличивают степень экранирования “металлических” включений. В этом температурном интервале “металлические” включения с отрицательно заряженной оболочкой сильно рассеивают электроны проводимости и тем самым уменьшают  $\mu_{\text{эфф}}$  (рис. 2, кривая 4).

Возбуждение электронов в зону проводимости с уровня  $E_C - 0,17\text{ эВ}$  с помощью ИК подсветки приводит к уменьшению степени экранирования “металлических” включений  $\gamma$ . В результате уменьшается влияние на  $\mu_{\text{эфф}}$  рассеивающего эффекта электронов отрицательно заряженными включениями. Следовательно  $\mu_{\text{эфф}}$  продолжает расти почти до 100 К, а минимум, по-видимому, смещен влево, в области низких температур ( $T < 77\text{ К}$ ) (рис. 2, кривая 6).

После полного отжига  $A$ -центров при  $T_{\text{отж}} = 350^\circ\text{C}$  кривая зависимости  $\mu_{\text{эфф}}(T)$  в интервале температур от комнатной до точки кипения азота монотонна (рис. 2, кривая 7). А при  $T_{\text{отж}} = 550^\circ\text{C}$  “металлические” включения полностью отжигаются (рис. 2, кривая 8).

Резкое уменьшение  $\mu_{\text{эфф}}$  с минимумом при  $T \approx 100\text{ К}$  наблюдается также в образцах, облученных сначала небольшими дозами ( $\Phi \approx 5 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$ ) протонов, а затем электронами ( $\Phi \approx 10^{14}\text{ см}^{-2}$ ) (рис. 3, кривая 3). По-видимому, после облучения образцов протонами дозой  $\Phi \approx 5 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$ , в объеме кристалла кроме точечных РД образуются небольшое количество “металлических” включений, которые практически не влияют на подвижность электронов (рис. 3, кривая 2), но создают локальные упругие напряжения кристаллической решетки. После облучения электронами в кристалле образуются первичные РД: вакансии и межузельные атомы. Неравновесные вакансии, по-видимому, устремляются к “металлическим” включениям [28]. Их определенная часть рекомбинирует с межузельными атомами “металлических” включений, а остальные вокруг этих включений

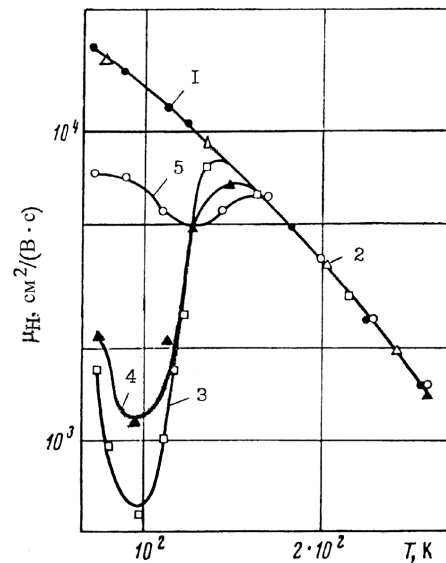


Рис. 3. Температурная зависимость подвижности электронов в кристаллах  $n$ -Si, облученных сначала протонами с энергией 25 МэВ (доза  $5 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$ ), а затем электронами с энергией 2 МэВ (доза  $10^{14}\text{ см}^{-2}$ ): 1 — до облучения, 2 — после облучения протонами, 3 — темновая после облучения электронами, 4 и 5 — с ИК подсветкой с энергиями фотонов 0,17 и 0,44 эВ соответственно

создают непрозрачные для электронов проводимости оболочки, которые состоят из отрицательно заряженных  $A$ -центров,  $E$ -центров, дивакансий и других РД. Это приводит к превращению металлоподобных включений в квазидиэлектрические, рассеивающие электроны проводимости, что вызывает резкое уменьшение  $\mu_{\text{эфф}}$  (рис. 3, кривая 3).

При ИК подсветке с энергией фотонов 0,17 эВ в процессе холловских измерения происходит деионизация  $A$ -центров. Соответственно уменьшается степень экранирования “металлических” включений, что приводит к увеличению  $\mu_{\text{эфф}}$  в области 100 К (см. рис. 3, кривая 4). Фотовозбуждение электронов в зону проводимости с уровня  $E_C - 0,44\text{ эВ}$  приводит к увеличению  $\mu_{\text{эфф}}$  в более широком интервале температур (рис. 3, кривая 5), так как в интервале 77–300 К  $E$ -центры заряжены отрицательно.

Полученные экспериментальные результаты подтверждают высказанное ранее в работе [20] мнение о том, что за экранирование “металлических” включений в основном ответственны  $A$ - и  $E$ -центры.

Существование минимума на кривой зависимости  $\mu_{\text{эфф}}(T)$  на рис. 3 объясняется зависимостью зарядового состояния экранирующих атомных кластеров оболочек от температуры измерения  $T$  и энергии электростатического взаимодействия  $\varepsilon$ , между заряженными РД, которые создают экранирующую оболочку вокруг атомных кластеров. С уменьшением температуры измерения  $T$ , РД вокруг атомных кластеров начинают заряжаться отрицательно. Соответственно растет степень экранирования атомных кластеров, которые превращаются в квазидиэлектрические включения, что приводит к уменьшению  $\mu_{\text{эфф}}$ . При определенной температуре энергия электростатического взаимодействия  $\varepsilon$  между отрицательно заряженными РД в оболочке становится больше, чем энергия ионизаций РД и начинается их деионизация [19, 29]. Соответственно, уменьшается степень экранирования атомных кластеров заряженными РД. Квазидиэлектрические включения опять превращаются в атомные кластеры с высокой проводимостью, растет  $\mu_{\text{эфф}}$  и соответственно на кривой зависимости  $\mu_{\text{эфф}}(T)$  появляется минимум.

#### 4. Выводы

Для уточнения, какие именно радиационные дефекты ответственны за уменьшение эффективной холловской подвижности  $\mu_{\text{эфф}}$  в облученных протонами с энергией 25 МэВ кристаллах  $n$ -Si при разных температурах, был использован метод фото-Холл-эффекта.

Проведенные исследования показали, что на селективное возбуждение  $E$ -центров ( $E_C - 0,44$  эВ) реагирует минимум на кривой зависимости  $\mu_{\text{эфф}}(T)$  в области 180 К, а на возбуждение  $A$ -центров ( $E_C - 0,17$  эВ) – минимум при 100 К.

Полученные результаты подтверждают ранее высказанное мнение о том, что экранирование “металлических”, т.е. относительно высокопроводящих, включения в облученных протонами кристаллах  $n$ -Si в области фононного рассеяния происходит только  $E$ -центрами, а при низких температурах  $E$ -центрами и  $A$ -центрами совместно. После полного отжига  $E$ -центров ( $T_{\text{отж}} = 160$  °С) за минимум на кривой зависимости  $\mu_{\text{эфф}}(T)$  ответственны только  $A$ -центры.

В целом существование минимума на кривой зависимости  $\mu_{\text{эфф}}(T)$  объясняется зависимостью сте-

пени экранирования атомных кластеров от температуры измерения и энергии электростатического взаимодействия между заряженными РД, составляющих экранирующую оболочку вокруг атомных кластеров.

1. И.И. Колковский, В.В. Лукьяница, ФТП **31**, 405 (1997).
2. В.Б. Неймаш, В.М. Сирацкий, А.Н. Крайчинский, Е.А. Пузенко, ФТП **32**, 1049 (1998).
3. Е.П. Неустроев, С.А. Смагулова, И.В. Антонова, Л.Н. Сафронов, ФТП, **38**, 791 (2004).
4. L.I. Matveeva, A.A. Groza, P.G. Litovchenko, P.L. Neliuba, M.B. Pinkovska, and M.I. Starchyk, *Proc. 7th Int. Conf. MEE*, 204 (IPMS, Kiev, 2012).
5. В.И. Ободников, Е.Г. Тишковский, ФТП **32**, 417 (1998).
6. К.В. Феклистов, Л.И. Федина, А.Г. Черков, ФТП **44**, 302 (2010).
7. Ф.В. Стась, И.В. Антонова, Е.П. Неустроев, В.П. Попов, Л.С. Смирнов, ФТП **34**, 162 (2000).
8. Е.Г. Тишковский, В.И. Ободников, А.А. Таскин, К.В. Феклистов, В.Г. Сряпин, ФТП **34**, 655 (2000).
9. M. Karimov, M.A. Jalelov, and R.M. Kochkarov, [www.iaea.org/33007214.pdf](http://www.iaea.org/33007214.pdf), Sec. II. Radiat. Phys. Cond. Matter, UZ0201787 (2001).
10. R. Poirier, V. Avalos, S. Dannefaer, F. Schiettekatte, and S. Roord, *Physica B* **340-342**, 609 (2003).
11. Д.И. Тетельбаум, А.А. Ежеский, А.Н. Михайлов, ФТП **37**, 1380 (2003).
12. J.R. Shrouf, Ch.J. Marshall, and P.W. Marshall, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **50**, 653 (2003).
13. В.Р. Gossick, *J. Appl. Phys.* **30**, 1214 (1959).
14. Р.Ф. Коноплева, В.Л. Литвинов, Н.А. Ухин, *Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий* (Атомиздат, Москва, 1971).
15. Н.А. Ухин, ФТП **6**, 831 (1972).
16. В.И. Кузнецов, П.Ф. Лугаков, ФТП **13**, 625 (1979).
17. В.И. Кузнецов, П.Ф. Лугаков, ФТП **14**, 1924 (1980).
18. Т.А. Пагава, Н.И. Майсурадзе, ФТП **44**, 160 (2010).
19. Т.А. Пагава, Н.И. Майсурадзе, М.Г. Беридзе, ФТП **45**, 582 (2011).
20. Т.А. Пагава, М.Г. Беридзе, Н.И. Майсурадзе, ФТП **46**, 1274 (2012).
21. Л.С. Милевский, В.С. Гарнык, ФТП **13**, 1369 (1979).
22. В.А. Козлов, В.В. Козловский, ФТП **35**, 769 (2001).
23. В.С. Вавилов, В.Ф. Киселев, Б.Н. Мукашев, *Дефекты в кремнии и на его поверхности* (Наука, Москва, 1990).
24. Л.С. Милевский, Т.М. Ткачева, Т.А. Пагава, ЖЭТФ **69**, 132 (1975).
25. Е.В. Кучис, *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования* (Радио и связь, Москва, 1990).
26. С.В. Безлюдный, И.В. Колесников, ФТП **10**, 1964 (1976).

27. Т.А. Пагава, Л.С. Чхартишвили, УФЖ **48**, 232 (2003).  
 28. И.В. Антонова, С.С. Шаймиев, С.Ф. Смагулова, ФТП **40**, 557 (2006).  
 29. W.T. Read, Phil. Mag. **45**, 775 (1954).

Получено 23.09.14

*Т.А. Пагава, Л.С. Чхартишвили,  
 Н.И. Майсурадзе, М.Г. Беридзе, Д.З. Хочолава*

ВПЛИВ ІЧ ПІДСВІЧУВАННЯ  
 НА РОЗСИЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ ПРОВІДНОСТІ  
 В ОПРОМІНЕНИХ ПРОТОНАМИ З ЕНЕРГІЄЮ  
 25 MeV КРИСТАЛАХ *n*-Si

Резюме

Досліджувані зразки монокристалів *n*-Si з концентрацією електронів  $N = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  опромінювались протонами з енергією 25 MeV при 300 K. Для дослідження застосовували метод фото-Холл-ефекту. В опромінених зразках спостерігається аномально високе значення холлівської рухливості електронів, що пояснюється утворенням в об'ємі кристала високопровідних включень з омичним переходом на межі з матрицею кристала. При деяких температурах ізохронного відпалу спостерігається аномально високе розсіювання електронів, яке зменшується монохроматичним ІЧ підсвічуванням із заданою енергією фотонів. Підсвічування деіонізує вторинні глибокі дефекти, які електростатично взаємодіють та утворюються в процесі ізохронного відпалу

навколо високопровідних включень і екранують їх. Показано, що такими екрануючими дефектами є, в основному, *A*- і *E*-центри.

*T.A. Pagava, L.S. Chkhartishvili,  
 N.I. Maisuradze, M.G. Beridze, D.Z. Khocholava*

INFLUENCE OF IR ILLUMINATION  
 ON CONDUCTION ELECTRON SCATTERING  
 IN CRYSTALS IRRADIATED  
 WITH 25-MeV PROTONS

S u m m a r y

The photo-Hall effect is studied in specimens of *n*-Si single crystals with the electron concentration  $N = 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  irradiated with 25-MeV protons at a temperature of 300 K. The irradiated specimens revealed an anomalously high value of the electron Hall mobility, which can be explained by the formation of highly conducting inclusions in the crystal bulk with ohmic junctions at their interface with the crystal matrix. At some temperatures of the isochronal annealing, the specimens demonstrated an anomalously high electron scattering, which can be reduced by the monochromatic IR illumination with a given photon energy. The illumination deionizes electrostatically interacting deep secondary defects, which are formed in the course of isochronal annealing around the highly conducting inclusions, and screen them. *A*- and *E*-centers are shown to dominate among the screening defects.