

Тензосопротивление кристаллов n -Ge и n -Si при наличии радиационных дефектов

© Г.П. Гайдар[¶]

Институт ядерных исследований Национальной академии наук Украины,
03680 Киев, Украина

(Получена 20 ноября 2014 г. Принята к печати 5 февраля 2015 г.)

Исследованы изменения тензосопротивления в γ -облученных (^{60}Co) кристаллах n -Ge(Sb) и n -Si(As) при фиксированных температурах в условиях наложения одноосной упругой деформации ($0 \leq X \leq 1.2$ ГПа) вдоль главных кристаллографических направлений. Обнаружено при несимметричном расположении оси деформации относительно изоэнергетических эллипсоидов наличие максимума на зависимостях тензосопротивления $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ и предложено объяснение природы полученного эффекта. Выявлено тензосопротивление в необлученных кристаллах n -Si(As) при симметричном размещении оси деформации относительно всех изоэнергетических эллипсоидов, величина которого уменьшается при γ -облучении. Показано, что этот эффект можно объяснить изменением подвижности электронов в зоне проводимости вследствие роста поперечной эффективной массы и возникновением новых глубоких центров под действием облучения соответственно.

1. Введение

Подавляющее большинство применений полупроводников в науке и технике основано на использовании электронных свойств, которые связаны с направленным движением носителей заряда и весьма чувствительны к облучению. Вводимые облучением дефекты могут играть роль различных активных центров в полупроводниках: донорных или акцепторных, изменяющих концентрацию носителей заряда и положение уровня Ферми; рассеивающих, влияющих на подвижность электронов и дырок; рекомбинационных, уменьшающих время жизни неравновесных носителей заряда; анизотропных, приводящих к дополнительным изменениям электрических, гальваномагнитных, тензорезистивных свойств кристалла и т.д. [1]. Радиационные изменения электрофизических свойств полупроводниковых кристаллов кремния и германия практически при всех актуальных температурах задаются вторичными дефектами — комплексами вакансий и межузельных атомов друг с другом и с атомами химических примесей. Вопросы, связанные со структурой и энергетическим спектром таких центров сильной локализации электронов (образующих глубокие уровни в запрещенной зоне) были и остаются особенно сложными с точки зрения их теоретического и экспериментального изучения [2,3].

В связи с тем, что эффект тензосопротивления весьма чувствителен к наличию глубоких уровней, во многих случаях результативными являются исследования при наложении на кристалл одноосной упругой деформации сжатия. Так, использование метода тензосопротивления для изучения германия и кремния с примесными центрами, которые имеют глубокие энергетические уровни дефектов в запрещенной зоне, позволяет делать выводы об их природе и анизотропии [4,5]. Исследование смещения энергетического положения глубокого уровня в

условиях одноосного упругого сжатия вдоль основных кристаллографических направлений кристалла обеспечивает возможность получать информацию о симметрии локализованного центра и о характере его связи с разрешенными зонами [5]. Поэтому дальнейшее всестороннее изучение свойств полупроводников с глубокими центрами, в том числе с применением указанной методики, является перспективным и актуальным как в научном, так и в практическом плане [6–8].

С практической точки зрения наличие разного рода дефектов, образующих в запрещенной зоне полупроводников глубокие энергетические уровни, может приводить как к полезным (высокая термо- и тензочувствительность, примесная фотопроводимость, центры быстрой рекомбинации и др.), так и к нежелательным (проявление неоднородностей, эффекты захвата и др.) эффектам [9]. Например, тот факт, что глубокие центры заметно меняют чувствительность кремния и германия к механическому давлению в широком температурном интервале, может быть использован в тензосенсорах [10]. Разработка высокоэффективных новых технологий, использующих эффекты влияния одноосного давления в эпитаксиальных слоях (МОП транзисторы с n - и p -типом проводимости фирмы Intel Corporation [11,12]), развитие нового направления электроники, получившее название велетроники (valleytronics) [13–15], придают новый импульс исследованиям влияния различных дефектов радиационного и технологического происхождения в направленно упругодеформированных объемных кристаллах Si и Ge.

Цель данной работы состояла в изучении влияния глубоких уровней радиационного происхождения, возникающих в результате γ -облучения (^{60}Co) монокристаллов n -Si и n -Ge, на изменение тензосопротивления в условиях приложения механического напряжения сжатия вдоль главных кристаллографических осей, а также в исследовании тензосопротивления, измеряемого как в

[¶] E-mail: gaydar@kinr.kiev.ua

исходных, так и в облученных разными дозами γ -квантов кристаллах *n-Si* при симметричном расположении оси давления относительно всех изоэнергетических эллипсоидов.

2. Результаты и обсуждение

Современные представления о природе точечных радиационных дефектов в полупроводниках сформировались в основном благодаря работам Воткинса и Корбетта по изучению спектров ЭПР (электронного парамагнитного резонанса) с использованием одноосной упругой деформации в облученном кремнии [16]. Если основные типы вторичных дефектов в кремнии на сегодня считаются идентифицированными, то с германием дело обстоит несколько сложнее: сведения о природе и микроструктуре точечных дефектов в Ge весьма скудны и носят в большинстве случаев предположительный характер. Такая ситуация обусловлена малоинформативностью спектров ЭПР из-за присутствия значительных концентраций парамагнитных ядер изотопа ^{71}Ge , что приводит к сильному уширению резонансных линий [17]. Поэтому представляло интерес применение метода измерения тензосопротивления для изучения кристаллов Ge с радиационными дефектами в широком интервале одноосных упругих деформаций.

Исследованы кристаллы *n-Ge*, легированные примесью сурьмы (концентрация N_{Sb}) с исходной концентрацией носителей заряда $n_e \equiv N_{\text{Sb}} = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Образцы вырезались вдоль главных кристаллографических направлений [111], [110] и [100], вдоль которых прикладывалось механическое напряжение \mathbf{X} и протекал ток \mathbf{J} . Измерения эффекта Холла проводились в интервале температур от 77 до 300 К, а продольного тензосопротивления — при температурах $T = 190, 200$ и 225 К. Механическое напряжение изменялось в диапазоне 0–1.2 ГПа. Облучение γ -квантами кристаллов производилось от источников ^{60}Co при комнатной температуре, доза облучения составляла $6 \cdot 10^7 \text{ Р}$ и была выбрана такой, чтобы на температурной зависимости концентрации носителей заряда четко проявился энергетический уровень $E_c - 0.2 \text{ эВ}$ [18].

На рис. 1 представлены результаты измерения продольного тензосопротивления ρ_x/ρ_0 γ -облученных образцов *n-Ge* при фиксированных температурах и при разных направлениях приложения механического напряжения сжатия ($\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111], [110], [100]$).

Известно [19], что в необлученных кристаллах Ge без глубоких уровней сопротивление для кристаллографического направления [111] сначала возрастает с увеличением прикладываемого механического напряжения, а затем выходит на насыщение, так же как и в кристаллах Si при приложении давления в направлении [100].

В облученных γ -квантами кристаллах *n-Ge* в области температур, где проявляется уровень радиационных дефектов $E_c - 0.2 \text{ эВ}$, характер тензосопротивления каче-

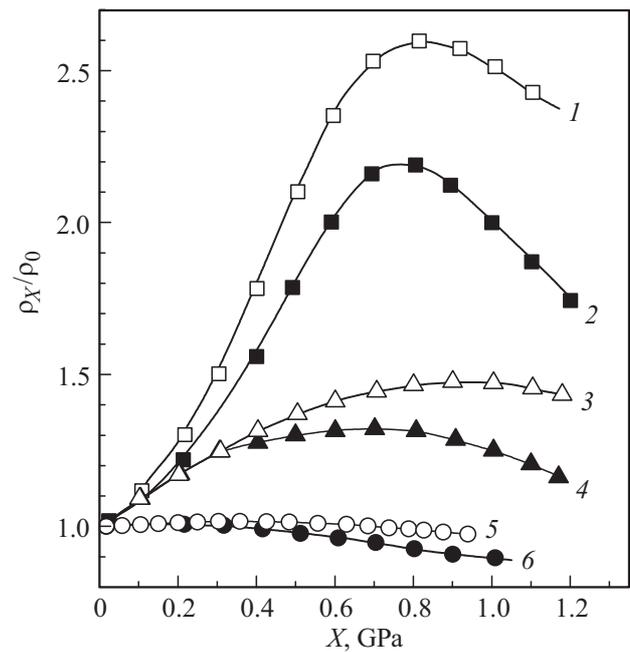


Рис. 1. Зависимости $\rho_x/\rho_0 = f(X)$, измеренные на кристаллах *n-Ge(Sb)* после γ -облучения дозой $D = 6 \cdot 10^7 \text{ Р}$. Геометрия измерений: (1,2) — $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111]$; (3,4) — $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [110]$; (5,6) — $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$. Температура $T, \text{ К}$: 1 — 200; (3,5) — 225; (2,4,6) — 190.

ственно изменяется: появляется спад удельного сопротивления с увеличением механического напряжения после прохождения кривых через максимумы (рис. 1, кривые 1–4). Это справедливо как для направления [111], так и для направления [110], причем величины максимумов заметно больше при более высокой температуре (в нашем случае при 200 и 225 К). На зависимостях 5 и 6 (рис. 1), полученных при приложении давления в направлении [100], максимум отсутствует, однако при понижении температуры появляется участок спада сопротивления с увеличением давления (кривая 6). В *n-Ge* для случая $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$ относительное смещение долин зоны проводимости отсутствует, поэтому в обычных кристаллах *n-Ge* удельное сопротивление при таких температурах не меняется вплоть до давлений 1–1.5 ГПа [20]. В рассматриваемом случае такому положению соответствует начало кривой 5 (рис. 1) при $T = 225 \text{ К}$, когда центры с уровнем $E_c - 0.2 \text{ эВ}$ почти полностью ионизованы.

С целью проведения сравнительных экспериментов были исследованы также особенности тензосопротивления в образцах *n-Si* при наличии в запрещенной зоне глубоких уровней, принадлежащих радиационным дефектам. В γ -облученном *n-Si* таковыми могут быть А- или Е-центры. В кристаллах кремния, выращенных из расплава, как правило, высоко содержание примеси кислорода, поэтому А-центры (как ассоциаты вакансий с атомами кислорода) [21] нужно принимать во внимание в первую очередь.

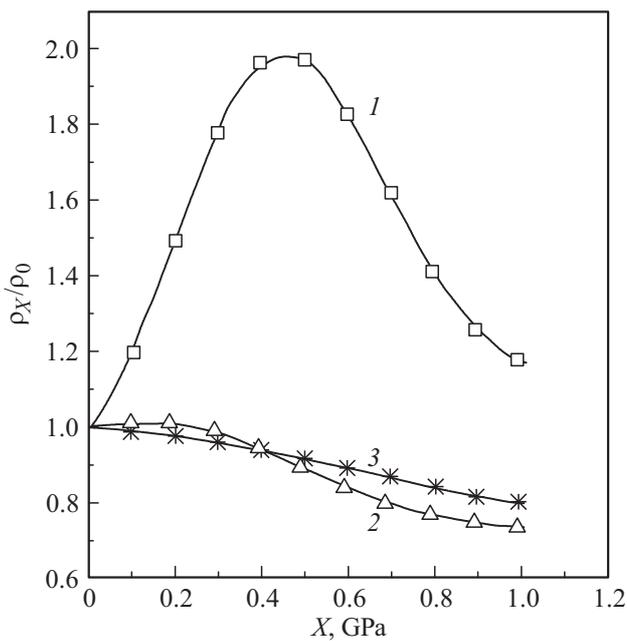


Рис. 2. Зависимости $\rho_X/\rho_0 = f(X)$, измеренные на кристаллах $n\text{-Si(As)}$, выращенных методом Чохральского, после γ -облучения дозой $D = 3.3 \cdot 10^7$ Р. Геометрия измерений: 1 — $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$; 2 — $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [110]$; 3 — $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111]$. Температура измерений $T = 125$ К.

Для измерения тензосопротивления и эффекта Холла использовались бездислокационные кристаллы $n\text{-Si}$ с относительно низким уровнем легирования примесью мышьяка N_{As} (исходная концентрация носителей заряда $n_e \equiv N_{\text{As}} = 7.19 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и концентрацией фоновой примеси кислорода до $1.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Образцы вырезались вдоль главных кристаллографических направлений $[100]$, $[110]$, $[111]$, вдоль которых и прикладывалось механическое напряжение \mathbf{X} . При этом принималось во внимание, что изоэнергетические поверхности (в виде вытянутых эллипсоидов вращения), которые отвечают нижней системе долин в зоне проводимости, в n -германии располагаются вдоль физически эквивалентных кристаллографических направлений $\langle 111 \rangle$ (их четыре), а в n -кремнии — вдоль $\langle 100 \rangle$ (их шесть) [22]. Тогда при измерении тензосопротивления в условиях $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111]$ на образцах $n\text{-Si}$, продольная ориентация которых отвечала кристаллографическому направлению $[111]$, обычное тензосопротивление, связанное с междолинным рассеянием электронов, было полностью исключено.

Доза γ -облучения (^{60}Co , комнатная температура) выбиралась такой, чтобы на температурной зависимости концентрации носителей заряда четко проявился энергетический уровень $E_c - 0.17$ эВ [23], который принадлежит А-центру.

На рис. 2 представлены результаты измерений продольного тензосопротивления ρ_X/ρ_0 γ -облученных образцов $n\text{-Si(As)}$ при фиксированной температуре и при

разных направлениях приложения механического напряжения сжатия ($\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$, $[110]$, $[111]$).

Как известно [19], в необлученных кристаллах $n\text{-Si}$ (без глубоких уровней) наличие тензосопротивления при $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$ обусловлено переселением носителей заряда из четырех поднимающихся долин с большей подвижностью μ_{\perp} в две опускающиеся по шкале энергий долины с $\mu_{\parallel} \ll \mu_{\perp}$, что и приводит сначала к возрастанию зависимости $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ с последующим выходом на насыщение. Однако такая зависимость может также наблюдаться при комнатной температуре, когда глубокий центр с уровнем $E_c - 0.17$ эВ практически полностью ионизован. С понижением температуры, когда начинает проявляться уровень радиационных дефектов, характер зависимости $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ качественно отличается (рис. 2, кривая 1). Особенностью полученной при условии $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$ зависимости (рис. 2, кривая 1) является прохождение тензосопротивления через ярко выраженный максимум с последующим уменьшением удельного сопротивления при повышении механических напряжений.

Сопоставление кривых 1 и 2 на рис. 2 показывает, что зависимости $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ для условий $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$ и $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [110]$ оказываются качественно подобными, хотя во втором случае максимум выражен не так четко и участок, который характеризуется уменьшением удельного сопротивления с деформацией, начинает проявляться при меньших механических напряжениях.

Таким образом, экспериментальные результаты, полученные при исследовании тензосопротивления γ -облученных образцов $n\text{-Ge}$ и $n\text{-Si}$ в условиях приложения механических напряжений вдоль направлений $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111]$ и $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [110]$ для $n\text{-Ge}$ (рис. 1, кривые 1–4), а также при $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$ и $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [110]$ для $n\text{-Si}$ (рис. 2, кривые 1 и 2), оказались качественно подобными. Полученный в этих экспериментах ход зависимостей $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ для обоих кристаллографических направлений можно объяснить наличием двух основных механизмов изменения удельного сопротивления с давлением: 1) перераспределением носителей заряда между поднимающимися и опускающимися (в шкале энергий) под воздействием X долинами, что приводит (при постоянной общей концентрации носителей заряда $n_e = \text{const}$ в зоне проводимости) к росту удельного сопротивления с последующим выходом на насыщение при отсутствии глубоких уровней; 2) увеличением общей концентрации носителей заряда в зоне проводимости за счет деформационного уменьшения энергетического зазора между глубоким уровнем и дном зоны проводимости, что приводит к спаду на зависимостях $\rho_X/\rho_0 = f(X)$.

Так как при несимметричном расположении оси деформации относительно изоэнергетических эллипсоидов в $n\text{-Ge}$ ($\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111]$, $[110]$) и в $n\text{-Si}$ ($\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$, $[110]$) перераспределение носителей заряда между долинами практически завершается при механических напряжениях $X \approx 0.7$ ГПа (в интервале температур $T = 77\text{--}300$ К) [19], то при более высоких значениях X

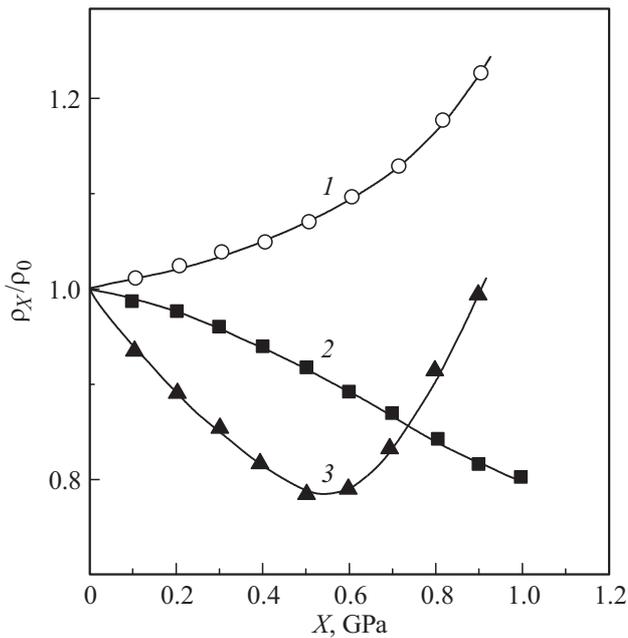


Рис. 3. Зависимости $\rho_X/\rho_0 = f(X)$, измеренные на кристаллах *n*-Si(As) в геометрии $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111]$ до (1) и после γ -облучения дозами $D = 3.3 \cdot 10^7$ (2), $8 \cdot 10^7$ Р (3). Температура измерений $T = 125$ К.

остается действующим только второй из названных механизмов тензосопротивления.

При симметричном расположении оси деформации относительно всех изоэнергетических эллипсоидов в γ -облученных *n*-Ge ($\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$) и *n*-Si ($\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111]$) на кривых 5 и 6 рис. 1 и кривой 3 рис. 2 соответственно максимум зависимости $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ не наблюдается, так как причина для возрастания ρ_X/ρ_0 с повышением давления в таких условиях отсутствует (нет межминимумного перераспределения носителей заряда).

Поскольку с приложением механического напряжения X в условиях $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111]$ относительное смещение долин в *n*-Si отсутствует, наличие тензосопротивления в необлученных кристаллах (рис. 3, кривая 1) можно объяснить изменением подвижности вследствие роста поперечной эффективной массы носителей заряда m_{\perp}^* (т. е. при давлении X , направленном под углом к длинной оси изоэнергетического эллипсоида, изменяется форма его поперечного сечения, что эквивалентно изменению действующих эффективных масс — поперечной m_{\perp}^* и продольной m_{\parallel}^*) при одновременном проявлении деформационно наведенной непараболичности зоны проводимости [20,24].

После облучения *n*-Si разными дозами γ -квантов зависимости $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ испытывают качественные изменения (рис. 3, кривые 2 и 3) по сравнению с кривой, полученной до облучения (кривая 1). Повышение механического напряжения X сопровождается (во всяком случае на начальном этапе) не ростом, а снижением ρ_X/ρ_0 . Это свидетельствует о возникновении в кремнии вследствие облучения глубоких центров,

которые при температуре измерений ($T = 125$ К) без механической нагрузки на кристалле не были полностью ионизованными. Так, кривая 2 на рис. 3 представляет собой зависимость $\rho_X/\rho_0 = f(X)$, полученную при 125 К, когда активно проявляется уровень $E_c - 0.17$ эВ. Видно, что для уровня, который принадлежит А-центру, наблюдается уменьшение энергетического зазора между этим глубоким уровнем и дном зоны проводимости с повышением механического напряжения $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111]$, что обеспечивает (при $T = 125$ К = const) дополнительную ионизацию этих центров и рост концентрации носителей заряда в зоне проводимости, обуславливая таким образом спад ρ_X/ρ_0 с увеличением механического напряжения. После полной ионизации глубоких центров начинает проявлять себя тот механизм, которым обусловлен рост кривой 1 на рис. 3 с давлением (связанный с деформационной перестройкой изоэнергетических эллипсоидов). Таким образом, кривая 3 на рис. 3 проходит через минимум при повышении механического напряжения X .

Повышение дозы облучения от $3.3 \cdot 10^7$ до $8 \cdot 10^7$ Р способствовало не только росту концентрации центров радиационного происхождения в облученных кристаллах, но также изменяло их способность к ионизации, что видно из формы кривых 2 и 3 на рис. 3 и относительного их расположения в координатах ($\rho_X/\rho_0 - X$).

3. Заключение

Показано, что зависимости тензосопротивления в кристаллах германия и кремния *n*-типа проводимости с глубокими радиационными дефектами, измеренные в условиях $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111]$, $[110]$ для *n*-Ge, а также $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$, $[110]$ для *n*-Si, проходят через максимум, наличие которого объяснено действием двух основных механизмов: перераспределением носителей заряда между долинами, которые под влиянием механического напряжения смещаются (в шкале энергий) в противоположных направлениях, и повышением общей концентрации носителей заряда в зоне проводимости за счет деформационного уменьшения энергетического зазора между глубоким уровнем и дном зоны проводимости.

При симметричном расположении оси деформации относительно всех изоэнергетических эллипсоидов в γ -облученных кристаллах *n*-Ge ($\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [100]$) и *n*-Si ($\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111]$) максимум зависимости $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ отсутствует, а наблюдаемое снижение тензосопротивления с повышением механического напряжения объяснено возникновением (вследствие облучения) глубоких центров, которые при температуре измерений без механической нагрузки на кристаллах не были полностью ионизованы.

Установлено, что указанные выше радиационные изменения как в *n*-Ge, так и в *n*-Si, сохраняются стабильными в течение полугода (в условиях пребывания объектов в воздушной атмосфере при комнатных температурах).

Автор выражает искреннюю благодарность проф. П.И. Баранскому за проявленный интерес к работе и полезное обсуждение полученных результатов.

Список литературы

- [1] П.И. Баранский, А.Е. Беляев, Г.П. Гайдар, В.П. Кладько, А.В. Кучук. *Проблемы диагностики реальных полупроводниковых кристаллов* (Киев, Наук. думка, 2014).
- [2] М. Лано, Ж. Бургуен. *Точечные дефекты в полупроводниках. Теория.* (М., Мир, 1984) [Пер с англ.: J. Bourgoin, M. Lannoo. *Point defects in semiconductors. I. Theoretical aspects*, ed. by M. Cardona (Berlin–Helderberg–N.Y., Springer Verlag, 1981)].
- [3] Ж. Бургуен, М. Лано. *Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты* (М., Мир, 1985). [Пер с англ.: J. Bourgoin, M. Lannoo. *Point defects in semiconductors. II. Experimental aspects*, ed. by M. Cardona (Berlin–Helderberg–N.Y., Springer Verlag, 1983)].
- [4] А.В. Федосов, С.В. Лунев, Д.А. Захарчук, Л.И. Панасюк, Ю.В. Коваль. Науч. вестн. Волын. нац. ун-та им. Леси Украинки. Физ. науки, № 16, 39 (2011).
- [5] А.К. Семенюк, П.Ф. Назарчук. ФТП, **24** (11), 2056 (1990).
- [6] А.В. Федосов, Д.А. Захарчук, Р.М. Семенченко, С.А. Федосов, С.В. Лунев. Науч. вестн. Волын. нац. ун-та им. Леси Украинки. Физ. науки, № 16, 43 (2007).
- [7] С.И. Будзуляк. Физика и химия твердого тела, **13** (1), 34 (2012).
- [8] А.В. Федосов, Д.А. Захарчук, С.А. Федосов, Ю.В. Коваль, С.В. Лунев, Л.И. Панасюк. Науч. вестн. Волын. нац. ун-та им. Леси Украинки. Физ. науки, № 9, 54 (2008).
- [9] А. Милнс. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (М., Мир, 1977). [Пер. с англ.: A.G. Milnes. *Deep Impurities in Semiconductors* (N.Y.–London–Sidney–Toronto, Wiley Interscience Publication, 1977)].
- [10] А.В. Федосов, С.В. Лунев, А.М. Коровицкий, С.А. Федосов, С.Я. Мисюк. Науч. вестн. Волын. нац. ун-та им. Леси Украинки. Физ. науки, № 18, 8 (2009).
- [11] S. Thompson, N. Anand, M. Armstrong et al. *Intern. Electron Devices Meeting* (2002) [*IEDM02 Technical Digest*, 2002] p. 61.
- [12] T. Ghani, M. Armstrong, C. Auth et al. *IEEE Intern. Electron Devices Meeting* (2003) [*IEDM03 Technical Digest*, 2003] p. 11.6.1.
- [13] K. Takashina, Y. Ono, A. Fujiwara, Y. Takahashi, Y. Hirayama. *Phys. Rev. Lett.*, **96** (23), 236 801 (2006).
- [14] С.Е. Nebel. *Nature Materials*, **12** (8), 690 (2013).
- [15] D. Culcer, A.L. Saraiva, B. Koiller, X. Hu, S.D. Sarma. *Phys. Rev. Lett.*, **108** (12), 126 804 (2012).
- [16] G.D. Watkins. In: *Radiation Damage in Semiconductors*, ed. by P. Baruch (Paris, Dunod Cie, 1965) v. 3, p. 97.
- [17] D.L. Trueblod. *Phys. Rev.*, **161** (3), 828 (1967).
- [18] *Радиационные дефекты в полупроводниках*, под ред. В.Д. Ткачева (Минск, БГУ им. В.И. Ленина, 1972).
- [19] П.И. Баранский, А.В. Федосов, Г.П. Гайдар. *Физические свойства кристаллов кремния и германия в полях эффективного внешнего воздействия* (Луцк, Надстырье, 2000).
- [20] П.И. Баранский, В.В. Колomoец, А.В. Федосов. ФТП, **10** (11), 2179 (1976).
- [21] G.D. Watkins, J.W. Corbett. *Phys. Rev.*, **121** (4), 1001 (1961).
- [22] П.И. Баранский, В.П. Клочков, И.В. Потыкевич. *Полупроводниковая электроника. Справочник* (Киев, Наук. думка, 1975).
- [23] И.Д. Конозенко, А.К. Семенюк, В.И. Хиврич. *Радиационные эффекты в кремнии* (Киев, Наук. думка, 1974).
- [24] С.С. Королюк. ФТП, **15** (4), 784 (1981).

Редактор Л.В. Шаронова

Tensoresistance of n -Ge and n -Si crystals with radiation defects

G.P. Gaidar

Institute for Nuclear Research,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03680 Kyiv, Ukraine

Abstract Changes of tensorresistance in γ -irradiated (^{60}Co) n -Ge(Sb) and n -Si(As) crystals at fixed temperatures under uniaxial elastic deformation ($0 \leq X \leq 1.2$ GPa) along the main crystallographic directions were investigated. The presence of a maximum in the dependences of tensorresistance $\rho_X/\rho_0 = f(X)$ under nonsymmetrical arrangement of the deformation axis relative to isoenergetic ellipsoids was found and the explanation of the nature of the obtained effect was suggested. Tensorresistance was detected in the unirradiated n -Si(As) crystals at the symmetrical placement of the deformation axis relative to all isoenergetic ellipsoids. The value of this tensorresistance decreases with γ -irradiation. It is shown that this effect can be explained by a change in the mobility of electrons in the conduction band due to the growth of the transverse effective mass and the emergence of new deep centers under irradiation, respectively.