

Тензосопротивление как источник информации о параметре анизотропии подвижности $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$ в многодолинных полупроводниках и некоторые новые возможности деформационной метрологии

Г. П. Гайдар

*Институт ядерных исследований НАН Украины,
пр. Науки, 47, г. Киев, 03680, Украина, e-mail: gaydar@kinr.kiev.ua*

В многодолинных слаболегированных полупроводниковых монокристаллах *n*-Ge и *n*-Si методом тензосопротивления исследована анизотропия подвижности основных носителей заряда при $T = 77,4\text{K}$, и при указанных условиях получены значения параметра анизотропии подвижности: $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel} = 15,6$ – в *n*-Ge и $K = 5,89$ – в *n*-Si.

Ключевые слова: кремний, германий, тензосопротивление, параметр анизотропии подвижности.

УДК 621.315.592

ВВЕДЕНИЕ

Типичными многодолинными полупроводниками, наиболее широко используемыми в современной электронной технике, безусловно, являются кремний и германий. Применение монокристаллов Si и Ge в таких экстремальных условиях, как большие нагрузки, быстро меняющиеся температурные режимы, значительные электрические, магнитные и радиационные поля, при неуклонном повышении жесткости эксплуатационных условий по совокупности ряда воздействий требует всестороннего детального изучения влияния вышеупомянутых факторов на физические свойства кремния и германия.

Направленные деформационные воздействия на кристаллы, влияющие как на межатомные расстояния, так и на симметрию решетки, приводят к существенным изменениям электронной подсистемы многодолинных полупроводников.

Изучение тензоэффектов в области сильных одноосных упругих деформаций выгодно отличается среди других методов с точки зрения исследования анизотропии радиационных дефектов. Особенности изменения при направленной деформации энергии ионизации основных радиационных дефектов, индуцированных γ -облучением в германии и кремнии *n*-типа, обусловленные радиационными нарушениями, вносят глубокие уровни в верхнюю половину запрещенной зоны полупроводников [1–3]. Эффективность воздействия этих глубоких уровней зависит от температуры, интенсивности освещения, изменения глубины залегания их с деформацией. Наличие глубоких энергетических уровней в кристаллах, например *n*-Si, позволяет в широких пределах управлять тензочувствитель-

ностью многодолинных полупроводников. Поэтому результаты по изменению величины энергетической щели между глубокими энергетическими уровнями и зоной проводимости в монокристаллах *n*-Si могут иметь практическое применение в тензосенсорах.

Изучение эффекта продольного тензосопротивления и эффекта Холла в полупроводниках позволяет получать ценную информацию как о структуре зоны проводимости и валентной зоны полупроводников, так и о примесных состояниях в них. Поскольку эффект тензосопротивления весьма чувствителен к наличию глубоких уровней, то особенно перспективными и результативными считаются исследования при одноосной упругой деформации кристаллов с примесными центрами, которые имеют глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне [4]. Изучение поведения глубоких центров при деформации обеспечивает получение важных сведений о характере связи локальных электронных состояний этих центров с ближайшими зонами, указывает на тип симметрии дефекта, степень деформации внутренних связей в решетке. Поэтому вопросы, связанные со структурой и энергетическим спектром центров сильной локализации электронов, являются актуальными как в практическом плане, так и в познавательном отношении.

Использование метода тензосопротивления для изучения кристаллов германия с глубокими энергетическими уровнями дефектов радиационного и технологического происхождения позволяет делать выводы о природе исследуемых дефектов и их анизотропии [5]. Наличие в запрещенной зоне *n*-Ge глубокого уровня золота ($E_c - 0,2$ эВ) значительно изменяет при температурах его ионизации характер зависимостей

удельного сопротивления от приложенных механических напряжений вдоль главных кристаллографических направлений [4]. Применение одноосного сжатия и исследование смещения энергетического положения глубокого уровня при этом для основных кристаллографических направлений кристалла дают возможность непосредственно получать ценную информацию о характере связи локализованного центра с разрешенными зонами, о его симметрии [4, 6].

При выращивании полупроводниковых кристаллов в других плоскостях, перпендикулярных к направлению оси роста легированных слитков, всегда наблюдается разное по концентрации распределение примеси в них, то есть вдоль кристалла появляются чередующиеся слои с почти периодическим распределением примеси [7]. Это искажает результаты определения ряда основных параметров кристалла и приводит к необходимости учета влияния указанных неоднородностей на электрические и другие физические свойства полупроводника [8, 9]. Особый интерес представляет изучение возможностей управления воздействием слоистых периодических неоднородностей на кинетические эффекты, одной из которых может быть использование γ -облучения [8, 10] или γ -облучения с последующим действием на образцы освещения различной интенсивности [11, 12], что может найти практическое применение в твердотельной микроэлектронике при изготовлении различных полупроводниковых приборов и датчиков на основе этих кристаллов.

Распределение легирующей примеси в слоях роста полупроводниковых кристаллов после их выращивания (независимо от метода) характеризуется обычно малой разницей максимальной и минимальной концентрации ее по сравнению со средним значением. В таких случаях будет незначительным влияние слоистых периодических неоднородностей на физические свойства кристаллов. Однако при определенных дозах облучения, когда компенсация становится значительной в слоях с минимальной концентрацией примеси, влияние слоистых периодических неоднородностей на кинетические эффекты значительно возрастает [5]. Экспериментально установлено [11], что для n -Si с исходной концентрацией примеси $2,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ такая доза составляет $1,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Особенности деформационных эффектов в полупроводниках, обусловленные смещением по энергии различных экстремумов зонного спектра и его перестройкой при деформации, характеризуются константами деформационного потенциала [13]. Разработка методов надежного определения констант деформационного потенциала

является одной из важных задач экспериментальной физики полупроводников. Значения констант деформационного потенциала, полученные экспериментальным путем, применяют для расчета энергетических сдвигов соответствующих экстремумов в условиях различного рода деформаций. Также их используют при расчете вероятностей перехода при рассеянии на акустических колебаниях решетки, которые определяют величину подвижности носителей тока и особенности анизотропных характеристик кинетических явлений при таком рассеянии. Однако существенный разброс значений констант деформационного потенциала, полученных разными методами, свидетельствует о необходимости в достаточно простом и надежном способе определения такой фундаментальной характеристики многодолинных полупроводниковых монокристаллов [14–16].

В работах [17, 18] на основе измерений продольного тензосопротивления для случая $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [100]$ (X – механическое напряжение, J – ток) и теории анизотропного рассеяния найдены константы деформационного потенциала $\Xi_u = 9,23 \text{ эВ}$ и $\Xi_d = -2,12 \text{ эВ}$ в γ -облученном n -Si. Показано, что при определении параметра анизотропии времен релаксации для n -Si с глубоким энергетическим уровнем $E_c - 0,17 \text{ эВ}$ необходимо учитывать зависимость концентрации ионизированных глубоких центров от деформации.

Предложенный в работе [18] метод позволяет, во-первых, определить обе константы деформационного потенциала Ξ_u и Ξ_d при одновременном действии различных механизмов тензосопротивления. Во-вторых, установить соответствующие константы при произвольной концентрации как мелких, так и глубоких центров в кристаллах кремния, что является важным при изготовлении различного типа датчиков и сенсоров давления с заранее прогнозируемыми характеристиками. Предложенный метод определения констант деформационного потенциала можно было бы, по мнению авторов [18], апробировать для отыскания соответствующих констант таких технически важных многодолинных полупроводников, как Ge, GaAs, GaSb, CdSb и других.

В работе [19] приведены результаты технологических разработок, с помощью которых фирма *Intel Corporation* получает одноосное давление в каналах p - и n -МОП (металл-окисел-полупроводник) транзисторов. Применяются при этом эпитаксиальные технологии, позволяющие получать совершенные слои сплавов различных полупроводников ($\text{Si}_{1-y}\text{C}_y$, $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$) [20, 21] и структур полупроводник на изоляторе [22].

Также в [19] рассмотрено влияние одноосного давления на подвижность носителей тока в кристаллах кремния n - и p -типа проводимости. Установлены механизмы измеренных продольных и поперечных тензорезистивных эффектов как в p -Si (для главных кристаллографических направлений $\bar{X} \parallel [100]$, $\bar{X} \parallel [110]$, $\bar{X} \parallel [111]$), так и в n -Si (для кристаллографического направления $\bar{X} \parallel [100]$).

Исследование явлений электронного переноса в наноструктурах и нанобъектах на современном этапе развития полупроводникового материаловедения стимулирует поиск надежных значений эффективных масс, времени релаксации, констант деформационного потенциала и других важных для нанофизики параметров [23–25]. Так, например, в [26, 27] показано, что уменьшение размерности системы существенно влияет не только на величину подвижности носителей заряда, но и на величину констант деформационного потенциала кремниевых полупроводников.

На сегодня высокие требования в области техники относительно надежности в работе полупроводниковых приборов и их радиационной стойкости побуждают исследователей применять методы (среди которых ведущее место по праву занимает деформационная метрология), дающие наиболее точные и однозначные результаты при определении основных параметров материалов в широких интервалах изменения внешних условий. Так, значительная информативность метода тензосопротивления позволяет с высокой степенью достоверности изучать особенности зонной структуры полупроводников, анизотропию физических свойств, надежно устанавливать параметры и величины, характеризующие механизмы рассеяния носителей заряда [14, 16, 17, 28, 29].

Цель данной работы – исследование анизотропии подвижности основных носителей заряда в многодолинных слаболегированных полупроводниковых монокристаллах n -Ge и n -Si методом продольного тензосопротивления в области смешанного рассеяния.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На примере слаболегированных кристаллов Si и Ge n -типа с концентрацией носителей заряда $n_e \equiv N_i \approx (3-5) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ рассмотрим некоторые особенности тензосопротивления в них, в частности связь продольного тензосопротивления ρ_X/ρ_0 с такой фундаментальной характеристикой этих кристаллов, как параметр анизотропии подвижности $K = \frac{K_m}{K_\tau} = \frac{\mu_\perp}{\mu_\parallel} = \frac{m_\parallel}{m_\perp} \frac{\langle \tau_\perp \rangle}{\langle \tau_\parallel \rangle}$ в отдельно взятом изоэнергетическом эллипсоиде (где

$K_m = m_\parallel/m_\perp$ – параметр анизотропии эффективной массы; m_\parallel и m_\perp – эффективные массы носителей заряда для отдельно взятого изоэнергетического эллипсоида вдоль большой оси и перпендикулярно к ней соответственно; $K_\tau = \langle \tau_\parallel \rangle / \langle \tau_\perp \rangle$ – параметр анизотропии рассеяния; τ_\parallel и τ_\perp – компоненты тензора времени релаксации при отсутствии магнитного поля в линейном приближении; μ_\parallel , μ_\perp – подвижности носителей заряда вдоль и поперек длинной оси изоэнергетического эллипсоида соответственно). Этот параметр связан с предельным значением тензосопротивления* соотношением [30]:

$$K = \frac{3}{2} \frac{\rho_\infty^{[ikl]}}{\rho_0} - \frac{1}{2}, \quad (1)$$

где $[i k l]$ – $\begin{cases} [111] & \text{для } n\text{-Ge} \\ [100] & \text{для } n\text{-Si} \end{cases}$, ρ_0 – удельное сопротивление недеформированного кристалла. Параметр K – это определенное число при $N \equiv n_e = \text{const}$, где n_e – полная концентрация носителей заряда в кристалле, которая совпадает с концентрацией легирующей примеси в условиях истощения и не зависит от механического напряжения X .

Связь предельных значений тензосопротивления с параметром анизотропии подвижности для кристалла, деформируемого в различных кристаллографических направлениях, безусловно, разная. Например, в случае n -Si для кристаллографических направлений $[100]$ и $[110]$ эти связи задаются соотношениями [30]:

$$\frac{\rho_\infty^{[100]}}{\rho_0} = \frac{1}{3} (2K + 1), \quad (2)$$

$$\frac{\rho_\infty^{[110]}}{\rho_0} = \frac{2}{3} \left(\frac{2K + 1}{K + 1} \right). \quad (3)$$

В случае n -Ge, когда (в отличие от n -Si) изоэнергетические эллипсоиды длинной осью ориентированы вдоль объемных диагоналей кубической элементарной ячейки, аналогичное соотношение (для кристаллографического направления, в котором эффект тензосопротивления сжатия максимальный) имеет вид [30]:

$$\frac{\rho_\infty^{[111]}}{\rho_0} = \frac{1}{4} \left(\frac{8K + 1}{3} + 1 \right). \quad (4)$$

Рассчитанное по формуле (4) и экспериментальным данным для $\rho_X^{[111]}/\rho_0 = f(X)$ (рис. 1), полученным в опытах при $T = 77,4\text{K}$ с кристаллами n -Ge с удельным сопротивлением $\rho_0 = 11,2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ (одноосно упругодеформированными в кристаллографическом направлении

*Под предельным значением тензосопротивления будем понимать значение $\lim_{X \rightarrow \infty} \frac{\rho(X)}{\rho_0} \equiv \frac{\rho_\infty^{[ikl]}}{\rho_0}$, то есть $\rho(X)/\rho_0$ при таких значе-

ниях механического напряжения X , при которых все носители заряда (при условии $T = \text{const}$) переходят из эллипсоидов, поднимающихся вверх по шкале энергии, в эллипсоиды, опускающиеся вниз.

[111]), значение параметра анизотропии подвижности $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel} = 15,6$ в пределах точности проведенных экспериментов совпадает с вычисленным значением $K_{\text{теор.}} = 16,1$ по формулам теории анизотропного рассеяния [31] (см. Приложение).

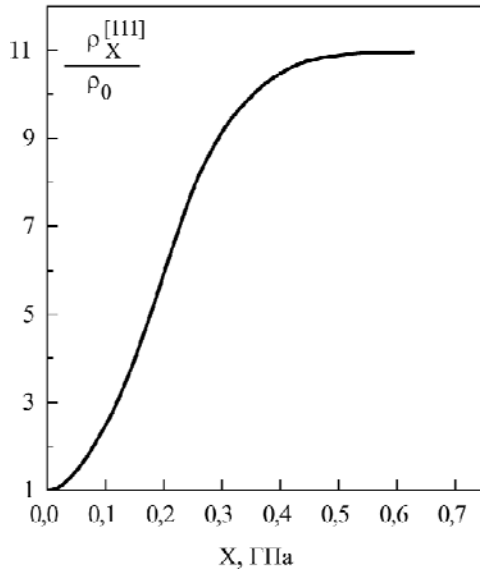


Рис. 1. Зависимость $\rho_X^{[111]}/\rho_0 = f(X)$ для n -Ge ($\rho_0 = 11,2$ Ом·см) при $T = 77,4$ К.

Авторы [32] показали, что значение, полученное из выражения (3), не удовлетворяет равенству (2), то есть $K^{[110]} \neq K^{[100]}$. Эту особенность тензосопротивления, как и появление продольного тензосопротивления в направлении $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [111]$ в n -Si [33], авторы соответствующих работ [32, 33] связывали с проявлением деформации сдвига, которая (как было показано в опытах с циклотронным резонансом [34]) в случае n -Si характерна для кристаллографических направлений [110] и [111], но не проявляется в направлении [100].

Возникал вопрос, можно ли при таких условиях сохранить соотношение (3) для определения параметра анизотропии K , свободного от влияния деформации сдвига, и если да, то каким именно образом это может быть достигнуто? Положительное решение этого вопроса открыло бы возможность использования соотношения (3) для изучения проявления особенностей тензосопротивления относительно направления оси роста кристалла (а следовательно, и слоев роста) в условиях $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [110]$, а также послужило бы независимым обоснованием того, что обнаруженное в [32] неравенство $K^{[110]} \neq K^{[100]}$ действительно связано с проявлением деформации сдвига, которая обеспечивает деформационную перестройку изоэнергетического эллипсоида вращения в трехосный эллипсоид.

Опыты по определению параметра анизотропии подвижности $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$ (аналогичные прове-

денным с n -Ge) были выполнены также с кристаллами n -Si, ориентированными как вдоль кристаллографического направления [100], так и вдоль [110] с основными параметрами, приведенными в таблице. Результаты этих экспериментов представлены кривыми 1 и 2 (рис. 2) соответственно.

Учитывая вышесказанное, а также обнаруженные в [34] изменения значений эффективной массы носителей тока при росте механического напряжения $\vec{X} \parallel [110]$ на кристалле, необходимо, прежде всего, отказаться от традиционного использования для вычисления K с помощью формулы (3) значений тензосопротивления $\rho_{\infty}^{[110]}/\rho_0$ в области типичного насыщения (которое достигается на образцах такого типа легирования при $X \approx (0,8-0,9)$ ГПа), так как (в связи с $m_{\perp} = m_{\perp}(X) = \text{const} \cdot X$) все значения $\rho_{\infty}^{[110]}/\rho_0$ в пределах $0 \leq X \leq X_{\infty}$ будут пропорционально X измененными (заниженными).

Кроме этого, с учетом предыдущего утверждения значение тензосопротивления в области «плато», которое правильнее было бы назвать «растянутым по оси абсцисс максимумом», следует обозначить, например, $(\rho_{\infty}^{[110]}/\rho_0)^*$ и считать эффективным. Необходимое же значение $\rho_{\infty}^{[110]}/\rho_0$ (пригодное для обоснованного использования в качестве левой части формулы (3)) можно найти, только существенно расширив диапазон значений механического напряжения X до ярко выраженного линейного спада кривой 2 (рис. 2), экстраполируя этот отрезок прямой до пересечения с осью ординат в точке L .

Изображая графически рассчитанную по (3) зависимость $\rho_{\infty}^{[110]}/\rho_0$ от K при изменении K в пределах от 3 до 7 (рис. 3) и перенося значение $\rho_{\infty}^{[110]}/\rho_0$ с точки L в точку L' (на ось ординат рис. 3), в точке L'' находим значение $K = 5,9$. Практически такое же значение параметра анизотропии подвижности $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel} = 5,89$ для n -Si было получено с помощью соотношения (2) с использованием величины тензосопротивления $\rho_{X \rightarrow \infty}^{[100]}/\rho_0 = 4,27$, которое соответствует значению тензосопротивления в области насыщения кривой 1 (рис. 2).

Из того же слитка кремния были подготовлены образцы, ориентированные своей длиной в кристаллографическом направлении [110]. Найденная в опытах с этими образцами кривая 2 (рис. 2) характеризовалась наличием максимума функции $\rho_X^{[110]}/\rho_0 = f(X)$ в области $(0,7-0,8)$ ГПа с некоторым спадом при $X > (0,7-0,8)$ ГПа.

Основные параметры исследованных кристаллов *n*-Si

Параметр	$T = 300\text{K}$		$T = 77,4\text{K}$	
	$\bar{X} \parallel \bar{J} \parallel [100]$	$\bar{X} \parallel \bar{J} \parallel [110]$	$\bar{X} \parallel \bar{J} \parallel [100]$	$\bar{X} \parallel \bar{J} \parallel [110]$
ρ , Ом·см	123,4	133	8,38	8,82
n_e , см ⁻³	$3,49 \cdot 10^{13}$	$3,28 \cdot 10^{13}$	$3,47 \cdot 10^{13}$	$3,54 \cdot 10^{13}$
μ , см ² /(В·см)	1450	1430	21510	20010

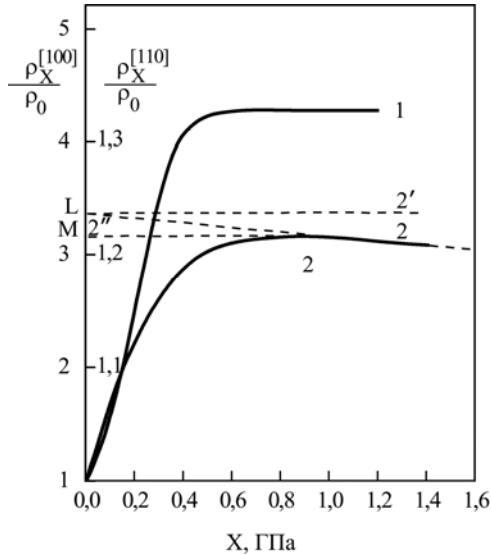


Рис. 2. Зависимости продольных тензосопротивлений $\rho_X^{[100]}/\rho_0$ и $\rho_X^{[110]}/\rho_0 = f(X)$ от механического напряжения X на кристаллах. Измерения проводились при 77,4К на образцах *n*-Si разной кристаллографической ориентации: 1 – $\bar{X} \parallel \bar{J} \parallel [100]$; 2 – $\bar{X} \parallel \bar{J} \parallel [110]$. Точка L соответствует пересечению продолжения прямолинейного участка кривой 2 с осью ординат. Прямая M2'' – касательная к кривой 2 в ее максимуме. Прямая L2' – параллельная к прямой M2''.

По наклону кривой 2 (в области $X > 0,8$ ГПа), экстраполированной до пересечения с осью ординат, найдено значение $\rho_X^{[110]}/\rho_0 = 1,24$, которое, будучи использованным вместе с соотношением (3), приводит к величине $K = 5,88$. Полученное значение K количественно совпадает с величиной этого параметра ($K = 5,89$), определенного с использованием величины тензосопротивления $\rho_{X \rightarrow \infty}^{[100]}/\rho_0 = 4,27$ в области насыщения кривой 1 (рис. 2).

Однако аналогичная операция с переводом точки M в точку M'' (по пути $M \rightarrow M' \rightarrow M''$) приводит к значению $K = 4,63$, которое существенно отличается как от величины $K = 5,89$, полученной непосредственно с помощью величины $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0$ (в насыщении кривой 1 на рис. 2), так и путем экстраполяционной обработки зависимости $\rho_{\infty}^{[110]}/\rho_0 = f(X)$ кривой 2 (рис. 2).

Итак, полученные результаты показывают, что:

1) существенное различие значений параметра анизотропии подвижности $K^{[110]} = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$ от

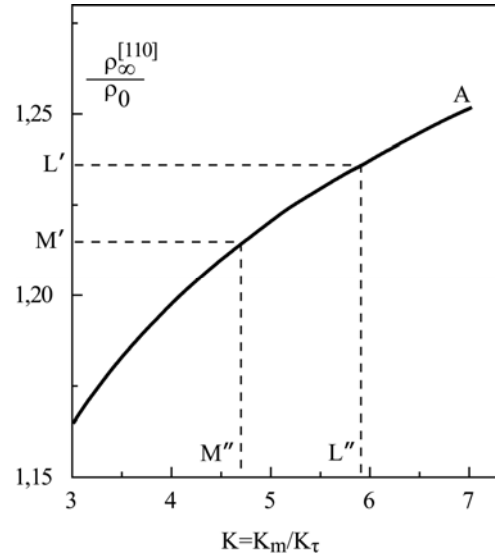


Рис. 3. Кривая A соответствует расчетной зависимости $\rho_{\infty}^{[110]}/\rho_0 = f(X)$ от величины параметра K , который изменялся (как аргумент вычислительной функции) в пределах от 3 до 7.

$K^{[100]} = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$, полученных путем традиционной обработки значений тензосопротивления $\rho_{\infty}^{[110]}/\rho_0$ и $\rho_{\infty}^{[100]}/\rho_0 = f(X)$ (в области насыщения) соответственно, действительно связано с влиянием деформации сдвига на форму изоэнергетических эллипсоидов (а следовательно, и на эффективную массу носителей тока и их подвижность) при условии $\bar{X} \parallel \bar{J} \parallel [110]$ и отсутствием такого влияния на свойства образцов того же уровня легирования и изготовленных из одного и того же слитка, но другой кристаллографической ориентации $\bar{X} \parallel \bar{J} \parallel [100]$;

2) выходя при измерениях функции $\rho_{\infty}^{[110]}/\rho_0 = f(X)$ за пределы насыщения, что традиционно достигается в этих опытах, и используя предложенный выше метод деформационно-обусловленной экстраполяции, можно получить даже для кристаллографического направления [110] (для которого характерно проявление деформации сдвига) значение параметра анизотропии подвижности $K^{[110]}$, которое (в пределах погрешности эксперимента) совпадает со значением $K^{[100]}$, получаемым в условиях $\bar{X} \parallel \bar{J} \parallel [100]$;

3) в опытах с тензосопротивлением в n -Si (при $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [110]$ и $T = 77,4\text{K}$) получено дополнительное подтверждение перестройки изоэнергетических эллипсоидов под влиянием деформации сдвига, что необходимо учитывать при анализе симметрично-зависимых эффектов в направленно-деформированных многодолинных полупроводниковых кристаллах со структурой энергетического спектра, подобного тому, которым характеризуются кристаллы n -Si.

Следует заметить, что практическую ценность представляют не только соотношения (1)–(4), которые позволяют по измерениям тензосопротивления находить параметр анизотропии подвижности K . Но, получив описанным путем значение K , можно только по предельному значению тензосопротивления найти величину магнитосопротивления в классически сильном (неквантуемом) магнитном поле ($\frac{\mu H}{c} \gg 1$), воспользовавшись, согласно [35], связью между магнито- и тензосопротивлением:

$$\rho_0^{H(\infty)} = \frac{K+8}{7K+2} \rho_{X(\infty)}^0, \quad (5)$$

где H – напряженность магнитного поля.

Привлекательность соотношения (5) в практике научно-исследовательской работы заключается в первую очередь в том, что оно обеспечивает информацией о магнитосопротивлении полупроводника без необходимости использования магнитного поля в работе, направленной на определение изменения его сопротивления в классически сильном (неквантуемом) магнитном поле.

Но даже более важным, чем вышеуказанное, является также то, что величина магнитосопротивления, получаемая по данным тензосопротивления при использовании формулы (5), практически свободна от влияния остаточных неоднородностей в распределении легирующих примесей в объеме кристалла, к которым, как хорошо известно [7], магнитосопротивление $\rho_0^{H(\infty)}$ (непосредственно измеряемое в магнитном поле, а не рассчитанное по величине тензосопротивления) гораздо более чувствительно в отношении остаточных неоднородностей по сравнению с тензосопротивлением.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для кристаллов Ge и Si n -типа с помощью аналитических выражений, которые связывают тензосопротивление, измеряемое на кристаллах различной кристаллографической ориентации, с параметром анизотропии подвижности $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$, найдено значение этого параметра по измерени-

ям тензосопротивления в области высоких механических нагрузок $X \rightarrow \infty$, выводящих исследуемую функцию $\rho^{[ikl]}/\rho_0$ на насыщение. Значения этого параметра в области смешанного рассеяния оказались следующими: $K = 15,6$ – для n -Ge и $K = 5,89$ – для n -Si.

Предложен метод деформационно-обусловленной экстраполяции, позволяющий при деформации n -Si даже в кристаллографическом направлении $[110]$ (при $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [110]$), характеризующимся проявлением деформации сдвига, получить значение параметра анизотропии подвижности $K^{[110]}$, которое (в пределах погрешности эксперимента) совпадает со значением $K^{[100]}$, получаемым при отсутствии проявления деформации сдвига, то есть при $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [100]$.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Значение параметра анизотропии подвижности K (для произвольной концентрации, которая не приводит еще к вырождению электронного газа при температуре измерений тензосопротивления $\sim 77,4\text{K}$) можно рассчитать как для n -Ge, так и для n -Si по формулам теории анизотропного рассеяния [31]:

$$K = \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} \frac{a_{\perp}}{a_{\parallel}} \frac{I_2}{I_1},$$

где m_{\parallel} и m_{\perp} – эффективные массы для отдельно взятого изоэнергетического эллипсоида вдоль большой оси и перпендикулярно к ней соответственно.

$$\left. \begin{array}{l} m_{\parallel} = 1,580m_0 \\ m_{\perp} = 0,082m_0 \end{array} \right\} \text{ для } n\text{-Ge} \quad \text{и} \quad \left. \begin{array}{l} m_{\parallel} = 0,910m_0 \\ m_{\perp} = 0,191m_0 \end{array} \right\} \text{ для } n\text{-Si},$$

где m_0 – масса свободного электрона.

$$\left. \begin{array}{l} a_{\parallel} = 3,40 \cdot 10^{-17} \text{ эрг}^{1/2} \cdot \text{K} \cdot \text{c} \\ a_{\perp} = 2,84 \cdot 10^{-17} \text{ эрг}^{1/2} \cdot \text{K} \cdot \text{c} \end{array} \right\} \text{ для } n\text{-Ge} \text{ и}$$

$$\left. \begin{array}{l} a_{\parallel} = 3,09 \cdot 10^{-17} \text{ эрг}^{1/2} \cdot \text{K} \cdot \text{c} \\ a_{\perp} = 4,67 \cdot 10^{-17} \text{ эрг}^{1/2} \cdot \text{K} \cdot \text{c} \end{array} \right\} \text{ для } n\text{-Si}.$$

Общий вид интегралов I_1 и I_2 для n -Ge и n -Si:

$$I_1 = \int_0^{\infty} \frac{e^{-x} x^3 dx}{x^2 + b_0}; \quad I_2 = \int_0^{\infty} \frac{e^{-x} x^3 dx}{x^2 + b_1};$$

$$b_0 = \begin{cases} 2,65 \cdot 10^5 \frac{a_{\parallel} N}{T^3} \left(32,0 + \ln \frac{T^2 x}{n'} + 1,26 \cdot 10^{-14} \frac{n'}{T^2 x} \right) & \text{для } n\text{-Ge;} \\ 9,68 \cdot 10^5 \frac{a_{\parallel} N}{T^3} \left(32,0 + \ln \frac{T^2 x}{n'} + 10^{-14} \frac{n'}{T^2 x} \right) & \text{для } n\text{-Si;} \end{cases}$$

$$b_1 = \begin{cases} 3,23 \cdot 10^6 \frac{a_{\perp} N}{T^3} \left(31,0 + \ln \frac{T^2 x}{n'} + 2,8 \cdot 10^{-14} \frac{n'}{T^2 x} \right) & \text{для } n\text{-Ge;} \\ 3,47 \cdot 10^6 \frac{a_{\perp} N}{T^3} \left(31,4 + \ln \frac{T^2 x}{n'} + 1,46 \cdot 10^{-14} \frac{n'}{T^2 x} \right) & \text{для } n\text{-Si;} \end{cases}$$

$N = N_d + N_a$ – общая концентрация примесей в кристалле; $n' = N_d - N_a$ (при отсутствии компенсирующих примесей $N_a = 0$ и $n' = n_e = N$). Видно, что b_0 и b_1 зависят от температуры, общей концентрации примесей в кристалле, степени их компенсации и различны для n -Ge и n -Si.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федосов А.В., Луньов С.В., Федосов С.А. Вплив одновісної деформації на заповнення рівня, пов'язаного з А-центром, у кристалах n -Si. *УФЖ*. 2011, **56**(1), 70–74.
2. Федосов А.В., Луньов С.В., Коровицький А.М., Федосов С.А., Місюк С.Я. Вплив одновісної пружної деформації на положення глибоких енергетичних рівнів у монокристалах n -Si <Ge>. *Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки*. 2009, (18), 8–11.
3. Федосов А.В., Захарчук Д.А., Федосов С.А., Коваль Ю.В., Луньов С.В., Панасюк Л.І. Вплив глибоких енергетичних рівнів на електрофізичні властивості монокристалів n -Si. *Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки*. 2008, (9), 54–57.
4. Федосов С.А., Хвищун М.В., Шинкарук С.В. Вплив концентрації домішок на зміну положення глибокого рівня $E_c - 0,2$ еВ при одновісній пружній деформації в n -Ge <Au>. *Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки*. 2010, (29), 37–43.
5. Семенюк А.К. *Радіаційні ефекти в багатодолинних напівпровідниках*. Луцьк: Надстир'я, 2001. 324 с.
6. Федосов С.А., Луньов С.В., Захарчук Д.А., Панасюк Л.І., Коваль Ю.В. Вплив одновісної пружної деформації на положення та ступінь заповнення глибокого рівня $E_c - 0,2$ еВ у монокристалах n -Ge <Au>. *Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки*. 2011, (16), 39–45.
7. Баранський П.І., Федосов А.В., Гайдар Г.П. *Неоднорідності напівпровідників і актуальні задачі міждефектної взаємодії в радіаційній фізиці і нанотехнології*: монографія. Київ-Луцьк: Редакційно-видавничий відділ Луцького державного технічного університету, 2007. 316 с.
8. Федосов А.В., Яцинский Л.В., Федосов С.А., Захарчук Д.А., Хвищун М.В. Влияние слоистых периодических неоднородностей на пьезосопротивление γ -облученных монокристаллов n -Si и n -Ge. *Материалы Международной конференции "Физика электронных материалов" (ФИЭМ'02)*. 1–4 окт. 2002 г., Калуга, Россия. Под ред. К.Г. Никифорова. Калуга: Калужский государственный педагогический университет им. К. Э. Циолковского, 2002. 148–149.
9. Федосов А.В., Яцинский Л.В., Федосов С.А., Захарчук Д.А., Хвищун Н.В. Влияние слоистых периодических неоднородностей на пьезосопротивление γ -облученных монокристаллов n -Si и n -Ge. *Наукоемкие технологии*. 2004, **5**(6), 27–31.
10. Федосов А.В., Захарчук Д.А., Федосов С.А., Яцинский Л.В. Особливості п'єзоопору γ -опроміненних монокристалів n -Ge та n -Si при освітленні. *Тези доповідей 1-ої Української наукової конференції з фізики напівпровідників УНКФН-1 (з міжнародною участю)*. 10–14 верес. 2002 р., Одеса, Україна. Одеса: Астропринт, 2002. С. 87.
11. Федосов А.В., Захарчук Д.А., Федосов С.А. и др. Влияние γ -облучения на пьезосопротивление и подвижность носителей заряда в n -Ge при наличии слоистых периодических неоднородностей. *Труды XVI Междунар. совещания "Радиационная физика твердого тела"*. 3–8 июля 2006 г., Севастополь, Украина. Под ред. Г.Г. Бондаренка. М.: ГНУ "НИИ ПМТ", 2006. 186–191.
12. Fedosov A.V., Zakharchuk D.A., Fedosov S.A., Semenchenko R.N. Influence of Illumination on Parameter Change of Anisotropy of Mobility in n -Ge Monocrystals with Heterogeneous Distribution of Doping Impurity. *Photoelectronics*. 2006, (15), 105–107.
13. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*. М.: Наука, 1972. 584 с.
14. Луньов С.В. Визначення константи зсуву деформаційного потенціалу в n -Si при наявності радіаційних дефектів. *Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки*. 2009, (18), 12–15.
15. Федосов А.В., Луньов С.В., Захарчук Д.А., Федосов С.А., Панасюк Л.І. Визначення констант зсуву деформаційного потенціалу в γ -опроміненому германії та кремнії. *Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки*. 2009, (18), 3–7.
16. Федосов А.В., Луньов С.В., Федосов С.А. Визначення константи деформаційного потенціалу Ξ_d в n -Ge методом п'єзоопору. *Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки*. 2010, (6), 38–44.
17. Луньов С.В., Федосов С.А. Визначення константи деформаційного потенціалу Ξ_d в n -Si методом п'єзоопору. *Журнал фізичних досліджень*. 2011, **15**(2), 2705-1–2705-4.
18. Луньов С.В., Панасюк Л.І., Федосов С.А. Константи деформаційного потенціалу Ξ_u та Ξ_d у n -Si, визначені методом тензорезистивного ефекту. *УФЖ*. 2012, **57**(6), 637–642.
19. Горін А.Є., Громова Г.В., Єрмаков В.М., Когутюк П.П., Коломоець В.В., Назарчук П.Ф., Панасюк Л.І., Федосов С.А. Кремнієві p -МОН та n -МОН транзистори з одновісно деформованими каналами у нанотехнології електронних приладів. *УФЖ*. 2011, **56**(9), 920–925.
20. Thompson S., Anand N., Armstrong M., Auth C., Arcot B., Alavi M., Bai P., Bielefeld J., Bigwood R., Brandenburg J., Buehler M., Cea S., Chikarmane V., Choi C., Frankovic R., Ghani T., Glass G., Han W., Hoffmann T., Hussein M., Jacob P., Jain A., Jan C., Joshi S., Kenyon C., Klaus J., Klopčic S., Luce J., Ma Z., McIntyre B., Mistry K., Murthy A., Nguyen P.,

- Pearson H., Sandford T., Schweinfurth R., Shaheed R., Sivakumar S., Taylor M., Tufts B., Wallace C., Wang P., Weber C., Bohr M. A 90 nm Logic Technology Featuring 50 nm Strained Silicon Channel Transistors, 7 Layers of Cu Interconnects, Low k ILD, and $1\ \mu\text{m}^2$ SRAM Cell. *International Electron Devices Meeting. 8–11 Dec. 2002. IEDM'02.* 2002, 61–64.
21. Ghani T., Armstrong M., Auth C., Bost M., Charvat P., Glass G., Hoffmann T., Johnson K., Kenyon C., Klaus J., McIntyre B., Mistry K., Murthy A., Sandford J., Silberstein M., Sivakumar S., Smith P., Zawadzki K., Thompson S., Bohr M. A 90 nm High Volume Manufacturing Logic Technology Featuring Novel 45 nm Gate Length Strained Silicon CMOS Transistors. *IEEE International Electron Devices Meeting. 8–10 Dec. 2003. IEDM'03 Technical Digest.* 2003, 11.6.1–11.6.3.
22. Urban C., Sandow C., Zhao Q.T., Mantl S. High Performance Schottky Barrier MOSFETs on UTB SOI. *Proceedings of the 10th International Conference Ultimate Integration of Silicon. 2009. (ULIS 2009). Aachen, Germany.* 2009, 65–68.
23. Thompson S.E., Sun G., Choi Y.S., Nishida T. Uniaxial Process Induced Strained Si: Extending the CMOS Roadmap. *IEEE Transactions on Electron Devices.* 2006, **53**(5), 1010–1020.
24. Герасименко Н.Н., Пархоменко Ю.Н. *Кремний – материал нанoeлектроники.* М.: Техносфера, 2007. 352 с.
25. Restrepo O.D., Varga K., Pantelides S.T. First Principles Calculations of Electron Mobilities in Silicon: Phonon and Coulomb Scattering. *Appl Phys Lett.* 2009, **94**(21), 212103–212105.
26. Murphy A.F., Fagas G., Greer J.C. Deformation Potentials and Electron–Phonon Coupling in Silicon Nanowires. *Nano Letters.* 2010, **10**(3), 869–873.
27. Niquet Y.M., Delerue C., Krzeminski C. Effects of Strain on the Carrier Mobility in Silicon Nanowires. *Nano Letters.* 2012, **12**(7), 3545–3550.
28. Будзуляк С.І. Тензорезистивні ефекти в сильно деформованих кристалах *n*-Si та *n*-Ge. *Фізика і хімія твердого тіла.* 2012, **13**(1), 34–39.
29. Budzulyak S.I., Dotsenko J.P., Gorin A.E., Kolomoets V.V., Machulin V.F., Ermakov V.N., Venger E.F., Liarokapis E., Tunstall D.P. Breakdown of Donor Localized States on the Insulating Side of Strain-Induced MI Transitions in Si and Ge. *Phys. stat. sol. (b).* 1999, **211**(1), 137–142.
30. Баранський П.І., Федосов А.В., Гайдар Г.П. *Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу: монографія.* Луцьк: Надстир'я, 2000. 279 с.
31. Самойлович А.Г., Буда И.С., Даховский И.В. Теория анизотропного рассеяния. *ФТП.* 1973, **7**(4), 854–859.
32. Гайдар Г.П., Литовченко П.Г. Перетворення ізоенергетичних еліпсоїдів обертання *n*-Si в трьохосові під впливом направленої пружної деформації зсуву. *Доповіді НАН України.* 1998, (1), 121–123.
33. Баранский П.И., Коломеец В.В., Федосов А.В. Пьезосопротивление, возникающее в условиях симметричного расположения оси деформации относительно всех изоенергетических эллипсоидов в *n*-Si. *ФТП.* 1979, **13**(4), 815–819.
34. Hensel J.C., Hasegawa H., Nakayama M. Cyclotron Resonance in Uniaxially Stressed Silicon. II. Nature of the Covalent Bond. *Phys. Rev.* 1965, **138**(1A), A225–A238.
35. Gaidar G.P. On Methodology of Measuring Parameters with the Increased Sensitivity to Residual or Irradiation Induced Inhomogeneities in Semiconductors. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics.* 2009, **12**(4), 324–327.

Поступила 21.01.14

Summary

In the many-valley weakly doped semiconductor single crystals *n*-Ge and *n*-Si the anisotropy of mobility of majority charge carriers at $T = 77.4\text{K}$ was investigated and under these conditions the values of the anisotropy parameter of mobility were obtained: $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel} = 15.6$ – in *n*-Ge and $K = 5.89$ – in *n*-Si.

Keywords: silicon, germanium, tensor resistance, the anisotropy parameter of mobility.