

УДК 621.315.592:548.4:628.9.037

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ПРИМЕСЕЙ С ДИСЛОКАЦИЯМИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНИЯ

© 2014 г. С. А. Шевченко, А. Н. Терещенко,
А. А. Мазилкин

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
ул. Академика Осипяна, д. 2, Черноголовка, 142432, Россия

Благодаря высокому структурному совершенству монокристаллов германия и имеющейся обширной информации о свойствах примесей и дефектов в нем, этот полупроводник представляется подходящим объектом для изучения влияния дислокаций на электронные параметры примесей и, наоборот, влияния примесей на электронные состояния дислокаций. Представлены результаты исследования методами DLTS и фотолюминесценции (ФЛ) соответственно безызлучательной и излучательной рекомбинации носителей тока на глубоких уровнях в монокристаллах германия, в которые после пластической деформации введены диффузией многозарядные примеси меди или золота. Методом DLTS определены рекомбинационные параметры (положение энергетических уровней в запрещенной зоне, величина и энергия активации сечения захвата электронов и энтропия ионизации) атомов $\text{Cu}^{-2/-3}$ и $\text{Au}^{-1/-2}$. Установлено, что эти параметры не зависят от плотности дислокаций и хорошо согласуются с таковыми в недеформированных образцах, что объясняется их расположением вне цилиндров Рида. Показано, что параметры процесса захвата электронов на атомы Cu^{-2} и Au^{-1} объясняют зависимость амплитуды DLTS сигнала от частоты заполняющего импульса. После легирования медью образцы исследовали методом просвечивающей электронной микроскопии. Преципитаты между дислокациями не выявлены. Обнаружено, что интенсивность излучательной рекомбинации на дислокациях при 4,2 К, сильно пониженная после введения меди, восстанавливается после нагрева образцов при температурах выше 500 °С вследствие диффузии меди из объема к дислокациям. Особенности спектров ФЛ после нагрева образцов с медью в интервале 200–400 °С обусловлены, вероятно, реакциями примесей, собранными вблизи дислокаций при охлаждении образцов после введения меди.

Ключевые слова: германий, дислокации, фотолюминесценция, метод DLTS, глубокие уровни, примеси, медь, золото.

Введение

Взаимодействие примесей с дислокациями в полупроводниках до сих пор является актуальной проблемой полупроводниковой микроэлектроники. Фундаментальный аспект этого взаимодействия касается его влияния на электронные состояния примесей и дислокаций в запрещенной зоне полупроводников. В последнее время германий рассматривают как перспективный материал для изготовления светоизлучающих диодов совместимых с современными кремниевыми технологиями [1, 2]. Ниже рассмотрены результаты исследования рекомбинационных свойств двух многозарядных примесей в пластически деформированном германии: быстро диффундирующей меди и золота, которое часто используют для очищения образцов от примеси меди. Цель работы — сравнение полученных методами спектроскопии глубоких уровней (DLTS) и фотолюминесценции (ФЛ) рекомбинационных параметров глубоких уровней замещающих атомов меди и золота в кристаллах без дислокаций [3] и в деформированных кристаллах, оценка полученной информации

о взаимодействии примесей с дислокациями.

Образцы и методы исследования

Использовали монокристаллы германия n -типа проводимости с концентраций мелких химических доноров $(1-2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Кристаллы деформировали четырехточечным изгибом вокруг оси $\langle 110 \rangle$ при 450 °С для введения преимущественно 60°-дислокаций с плотностью в интервале $10^6-10^7 \text{ см}^{-2}$.

После механической и химической обработок пластически деформированные кристаллы покрывали со всех сторон тонким слоем меди или золота путем термического распыления в вакууме. Диффузию примесей проводили в аргоне при температуре 600–700 °С (для меди) и 820 °С (для золота) с последующим быстрым (~10 К/мин) охлаждением до комнатной температуры [4]. Поверхностный слой толщиной ~100 мкм удаляли механической обработкой.

Методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) изучали дефектную структуру деформированных образцов после легирования примесью меди. По-

Шевченко Светлана Антоновна¹ — доктор физ.-мат. наук, старший научный сотрудник e-mail: shevchen@issp.ac.ru; **Терещенко Алексей Николаевич**¹ — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник, e-mail: tan@issp.ac.ru; **Мазилкин Андрей Александрович**¹ — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, e-mail: mazilkin@issp.ac.ru

сле измерения спектров DLTS и ФЛ проводили изохронный нагрев исследуемых образцов в интервале температур 200—700 °С. Спектры DLTS измеряли в интервале температур 77—300 К на диодах Шотки, приготовленных в деформированной и недеформированной частях исследуемых кристаллов. Компьютерная система самодельного DLTS–спектрометра, работающего на частоте 1,5 МГц, управляла измерением и обработкой кривых релаксации нестационарной емкости диодов Шотки и позволяла использовать классический [5] и альтернативный варианты DLTS метода.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Спектры DLTS. Для DLTS–измерений использовали диоды Шотки, емкость которых после окончания заполняющего импульса спадала со временем по экспоненциальному закону. Классические DLTS–спектры получали при сканировании температуры образца с фиксированными значениями напряжения обратного смещения U_b , напряжения U_p и длительности t_p заполняющего импульса. На образцах, легированных медью (рис. 1) или золотом (рис. 2), в интервале температур 80—200 К в спектрах DLTS доминирует одна линия с максимумом при некоторой температуре T^m , который сдвигается к низким температурам при уменьшении частоты повторения заполняющих импульсов F [4]. На рис. 1 и 2 видно, что амплитуда линий DLTS уменьшается при сокращении длительности заполняющего импульса t_p и тем сильнее, чем ниже температура T^m . Для выяснения причины такого уменьшения использовали альтернативный DLTS–метод, подробно описанный в работе [4]. Кривые релаксации емкости диода после окончания заполняющего импульса измеряли при фиксированных температурах с заданными напряжениями обратного смещения и заполняющего импульса, но при разных (до 65) значениях длительности заполняющего импульса в диапазоне 0,02—100 мс. Для каждой температуры измерения получали серию кривых $C_i = f(t_i, t_p)$ с максимумом при определенном значении t_i^m , которые очень хорошо совмещаются со стандартной теоретической кривой, что позволяет подгонкой определить постоянную времени релаксации t_e для многих значений температур. Здесь $C_i = f(t_i, t_p)$ — величина сигнала DLTS, рассчитанная как разность средних (за время t_i) значений емкостей диода на двух участках изотермической кривой релаксации, отнесенная к стационарной емкости диода C_s .

Из кривых $C_i = f(t_i, t_p)$ подгонкой определяли также значения отклонения C_0 емкости диода в момент окончания заполняющего импульса относительно стационарного значения емкости C_s . Известно [6], что для экспоненциально затухающей со временем релаксационной кривой зависимость C_0 от

длительности импульса t_p при $t_c \ll t_e$ описывается формулой

$$C_0(t_p, t_c) = C_\infty \left[1 - \exp\left(-\frac{t_p}{t_c}\right) \right]. \quad (1)$$

Здесь C_∞ — емкость C_0 при длительности заполняющего импульса $t_p \gg t_c$; t_c — постоянная времени захвата электронов на глубокий центр. Согласно работе [5], зависимость (1) была преобразована по формуле

$$C_0^*(t_p) = C_0(2t_p) - C_0(t_p). \quad (2)$$

В полулогарифмическом масштабе новая кривая $C_0^*(t_p)$ имеет также стандартную форму с максимумом при некотором значении $\lg(t_{pm})$, что позволяет определить время захвата электронов $t_c = t_{pm}/\ln 2$.

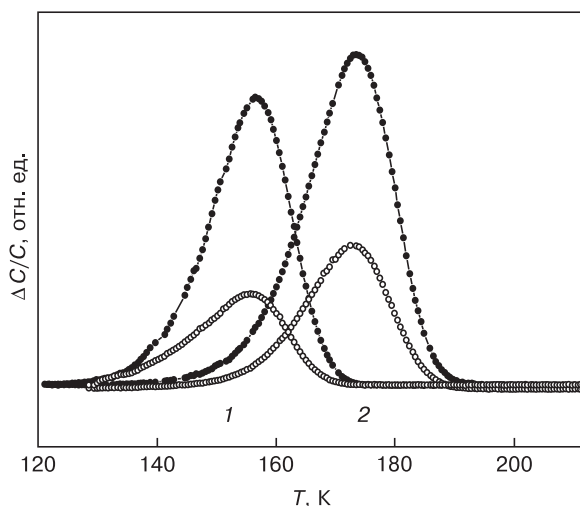


Рис. 1. Спектры DLTS в образце германия n -типа проводимости с плотностью дислокаций $N_D = 1,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$, легированного медью. Параметры DLTS: $U_b = 5 \text{ В}$, $U_p = 3,5 \text{ В}$; t_p , мс: 0,1 (○), 3 (●); F , Гц: 1,8 (1), 28 (2)

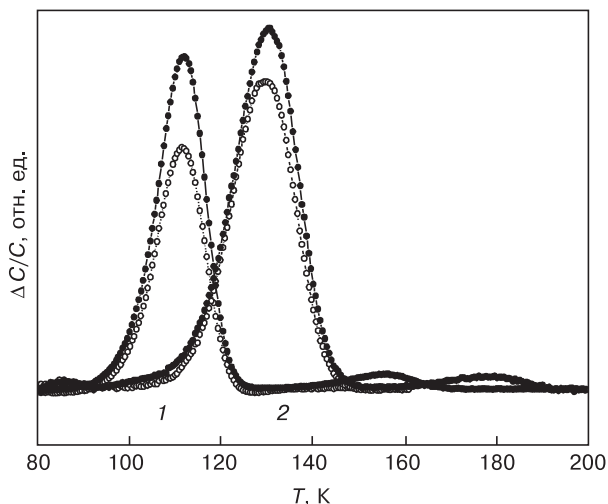


Рис. 2. Спектры DLTS в образце германия n -типа проводимости с плотностью дислокаций $N_D = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$, легированного золотом. Параметры DLTS: $U_b = 5 \text{ В}$, $U_p = 1,8 \text{ В}$; t_p , мс: 0,03 (○), 3 (●); F , Гц: 1,8 (1), 28 (2)

В работах [4] и [7] было показано, что в образцах германия, легированных медью, уменьшение полученных значений времени захвата при повышении температуры можно описать экспонентой. В этом случае связь между t_e и t_c задается формулой

$$\frac{t_e}{t_c} = \left(\frac{n}{bg} \right) T^{1,5} \exp\left(-\frac{S}{k}\right) \exp\left(-\frac{H}{k_B T}\right). \quad (3)$$

Здесь n — концентрация свободных электронов, получаемая из вольт-фарадных характеристик; $b = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{К}^{-1,5}$; g — фактор вырождения глубокого уровня; S, H — изменение энтропии и энтальпии ионизации соответственно; k_B — постоянная Больцмана. Используя значения t_e и t_c , определенные при одной и той же температуре, можно построить экспериментальную зависимость (3) и методом наименьших квадратов найти значения H и коэффициента перед экспонентой K_H . В образцах германия с медью были определены следующие рекомбинационные параметры глубокого уровня: изменение энтальпии ионизации $H = 0,26 \pm 0,004$ эВ, энергия активации сечения захвата электронов $E_\sigma = 0,063 \pm 0,003$ эВ, сечение захвата электронов (при $1/T = 0$) $\sigma_\infty = 2 \times 10^{-17} \text{ см}^2$ и $S/k_B \approx 4,8$ при условии, что $g = 1$. Оказалось, что эти параметры не зависят от плотности дислокаций, а изменение энтальпии ионизации H хорошо согласуется с энергией третьего акцепторного уровня атомов замещающей меди $\text{Cu}_s^{3-} E_3 = E_c - 0,26$ эВ, определенной по эффекту Холла в недеформированном германии [8, 9]. Это значит, что спектры DLTS на рис. 1 обусловлены атомами меди, которые расположены вне областей пространственного заряда вокруг дислокаций (цилиндров Рида).

Проведенный в работе [4] расчет зависимости $C_0(t_p, t_c)$ по формуле (1) с использованием полученных значений t_c , показал, что в образцах с медью при времени $t_p \leq 1$ мс емкость C_0 и амплитуда сигнала DLTS увеличиваются при повышении температуры вследствие увеличения сечения захвата электронов на глубокий уровень. Увеличение длительности заполняющего импульса в диапазоне $t_p > 1$ мс при фиксированной температуре способствует некоторому росту емкости C_0 и DLTS-амплитуды вследствие заполнения глубоких состояний в «хвосте Дебая» (см. рис. 4 в работе [4]). Влияние этого фактора ослабевает при повышении температуры.

В пластически деформированных образцах германия, легированных золотом, альтернативным методом DLTS авторы получили следующие параметры: $H = 0,20 \pm 0,004$ эВ, сечение захвата электронов $\sigma_\infty = 1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $E_\sigma = 0,013 \pm 0,003$ эВ (сечение захвата электронов также растет при повышении температуры) и $S/k_B \approx 2$. Эти значения неплохо согласуются со значениями, полученными в работе [10] для недеформированных образцов германия. Известно [8, 9], что атомы золота Au_s , замещающие атомы германия в узлах решетки, создают в германии один донор-

ный ($E_v + 0,04$ эВ) и три акцепторных ($E_v + 0,15$ эВ, $E_c - 0,20$ эВ и $E_c - 0,04$ эВ) уровня. Таким образом, изменение энтальпии ионизации $H = 0,20$ эВ хорошо согласуется с энергией второго акцепторного уровня $E_2 = E_c - 0,20$ эВ, полученной из измерений эффекта Холла в недеформированных монокристаллах германия. Поэтому полагаем, что доминирующий максимум в спектре DLTS на рис. 2 обусловлен захватом электронов на атомы Au_s^{1-} (уровень $E_v + 0,15$ эВ) и возбуждением электронов с атомов уровня Au_s^{2-} (уровень $E_2 = E_c - 0,20$ эВ). Следовательно, значительное отличие параметров процесса захвата электронов (энергии активации E_σ и сечения σ_∞) на атомы Cu_s^{2-} и Au_s^{1-} объясняет более слабое влияние длительности заполняющего импульса на амплитуду DLTS-сигнала, обусловленного атомами Au_s^{1-} , при уменьшении частоты заполняющего импульса (см. рис. 1 и 2).

Концентрация глубоких уровней меди, определенная из DLTS-спектров, примерно на порядок меньше растворимости меди в германии при температуре диффузии. По-видимому, при использованном режиме охлаждения исследованных образцов основная часть введенных атомов меди собралась вблизи дислокаций, а в спектрах DLTS проявляются атомы меди, расположенные вне областей пространственного заряда вокруг дислокаций (цилиндров Рида). В пластически деформированных образцах германия с плотностью дислокаций $\sim 10^7 \text{ см}^{-2}$ после введения меди методом просвечивающей электронной микроскопии наблюдали субграницы (сетки дислокаций) [11]. Однако определение векторов Бюргерса и типа входящих в состав этих сеток дислокаций оказалось затруднительным, поскольку ни в одном из двулучевых условий дифракции не удается получить полное исчезновение контраста на изображении дислокаций. Такое поведение контраста и отсутствие дополнительных рефлексов на картине электронной дифракции могут быть обусловлены выделением довольно мелких преципитатов вдоль линии дислокаций с высокой дисперсностью или образованием атмосферы примесей. При этом между сетками дислокаций преципитаты не наблюдали.

Дислокационная фотолюминесценция. Известно, что в ковалентных полупроводниках прямолинейные 60° -дислокации расщеплены на 90° - и 30° -частичные, а винтовые — на две 30° -частичные дислокации Шюкли [11]. Делокализованным (зонным) электронным состоянием 90° частичной дислокации в спектрах ФЛ германия соответствует серия закономерно расположенных узких dn линий одинаковой (~ 3 мэВ) ширины, энергия максимумов которых увеличивается с ростом ширины Δ_n дефекта упаковки расщепленной 60° -дислокации вследствие возмущающего действия 30° -частичной дислокации [12, 13]. В германии n - и p -типа проводимости с концентрацией легирующей примеси менее 10^{14} см^{-3} линия с номе-

ром $n = 8$ и энергией $E_8 \approx 0,513$ эВ, названная линией d8, является характерным признаком присутствия 60° -дислокаций с равновесным значением дефекта упаковки Δ^0 . При увеличении номера n линии dn сгущаются к предельной энергии $E_\infty = 0,55$ эВ, которая соответствует максимальному удалению 90° - и 30° -частичных дислокаций друг от друга [12].

В реальных кристаллах германия, содержащих 60° - и винтовые дислокации, ФЛ в интервале энергий 0,43—0,6 эВ при 4,2 К называется дислокационной, а спектральное распределение ее интенсивности зависит от режимов пластической деформации и последующего охлаждения образцов. Дефектную структуру, образующуюся при охлаждении образцов без нагрузки и при взаимодействии дислокаций с примесями, называют «релаксированной» [14]. При этом дислокации составлены из прямолинейных отрезков разной длины, ступенек, перегибов и других специфических дефектов. Поэтому неудивительно, что при плотности дислокаций 10^6 — 10^7 см $^{-2}$ спектры дислокационной ФЛ (ДФЛ) представляют собой широкую полосу, состоящую из разрешенных и неразрешенных линий [15]. Поскольку введенная медь находится вблизи дислокаций и в объеме между ними, хотелось бы знать, как это проявится в спектрах ДФЛ. На рис. 3 и 4 представлены спектры ДФЛ в образце германия, легированном медью при разной температуре. Из рис. 3 видно, что после диффузии меди в пластически деформированный германий при 700°C и закалки до комнатной температуры многие линии в спектре ДФЛ (кривая 1) не разрешаются, а низкая интенсивность ДФЛ обусловлена присутствием атомов Cu_s^{3-} , которые являются эффективными центрами безызлучательной рекомбинации. Изохронный нагрев закаленного образца в интервале температур $500 \leq T^* \leq 750^\circ\text{C}$ (кривые 2—4) приводит к росту интегральной интенсивности ДФЛ и к появлению некоторых линий вследствие диффузии атомов меди к дислокациям и преципитации на них. Рост преципитатов меди способствует перемещению дислокаций и появлению отрезков 60° -дислокаций, очищенных от меди, которым соответствует линия d8 (кривая 4). Природа линий ДФЛ с энергиями выше 0,55 эВ неизвестна и требует дальнейшего изучения.

Было также обнаружено, что изохронный нагрев в интервале температур $200 < T^* < 450^\circ\text{C}$ образцов с дислокациями, закаленных после введения меди при 600°C , не влияет на интегральную интенсивность ДФЛ, но при увеличении температуры нагрева T^* изменяются ширина и относительная интенсивность линий в спектрах ДФЛ. На рис. 4 представлен спектр ДФЛ, разложенный на гауссианы, после нагрева образца при $T^* = 370^\circ\text{C}$. В нем присутствуют линии с разными значениями ширины на полувысоте, энергии которых близки к известным расчетным значениям E_n [12]. В частности, максимум с энергией E_8 имеют две линии d8, ширина которых отличается

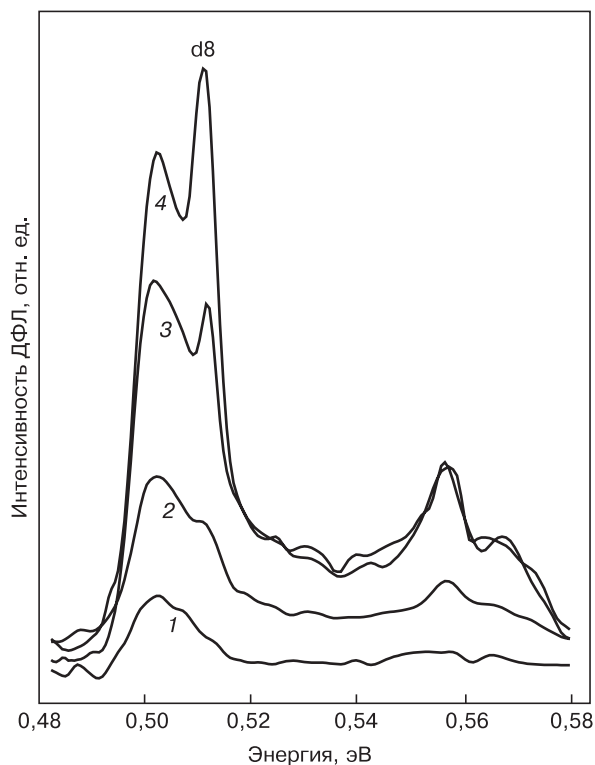


Рис. 3. Спектры ДФЛ в образце германия, легированном медью при 700°C до (1) и после нагрева (2—4) при температурах T^* , $^\circ\text{C}$: 2 — 500; 3 — 600; 4 — 750. $N_D = 3 \cdot 10^6$ см $^{-2}$

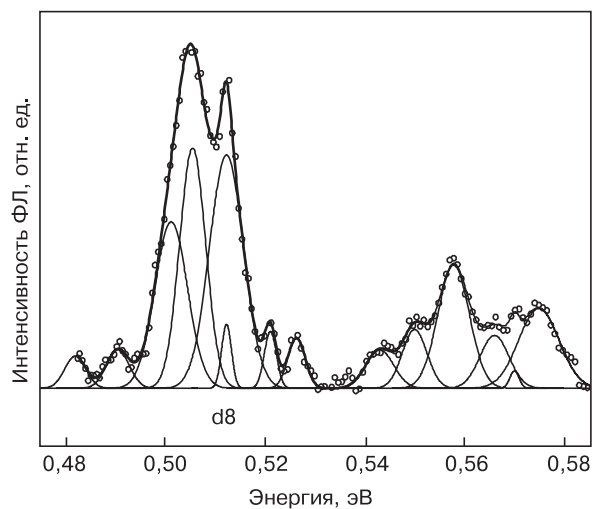


Рис. 4. Спектры ДФЛ в образце германия, легированном медью при 600°C , после нагрева при температуре 370°C . $N_D = 3 \cdot 10^6$ см $^{-2}$

в 3 раза. Вероятно, перераспределение интенсивности ФЛ между различными линиями и изменение их ширины при нагреве в указанном интервале температур может быть обусловлено реакциями с участием атомов меди и других примесей, которые находятся в ядре и/или вблизи дислокаций, декорированных при введении меди. Изменяющиеся при изменении температуры T^* деформационные и кулоновские напряжения могут влиять на энергию дефектов упаковки и, следовательно, на электрон-

ный спектр состояний 90°-частичных дислокаций, рядом с которыми находятся разные дефекты.

По-видимому, взаимодействие меди и других примесей с дислокациями влияет на спектральное распределение ФЛ, обусловленной рекомбинацией через дислокационные состояния, и проявляется после термообработки образцов в широком интервале температур.

Заключение

Методом DLTS получена информация о глубоких уровнях, созданных в пластически деформированном германии атомами меди $Cu^{2-/3-}$ и золота $Au^{1-/2-}$, которые находятся вне цилиндров Рида вокруг дислокаций. Выявлены основные факторы, влияющие на температурную зависимость амплитуды DLTS сигнала. Установлено, что интенсивность и спектральное распределение рекомбинационного излучения прямолинейных отрезков 60°-дислокаций, декорированных медью, а также концентрация электрически активных атомов меди зависят от условий тепловой обработки, определяющих характер взаимодействия меди с дислокациями.

Библиографический список

1. **Arguirov, T.** Room temperature direct band-gap emission from an unstrained Ge $p-i-n$ LED on Si / T. Arguirov, M. Kittler, M. Oehme, N. V. Abrosimov, E. Kasper, J. Schulze // *Solid State Phenomena*. – 2011. – V. 178/179. – P. 25–30.
2. **Arguirov, T.** Luminescence from germanium and germanium on silicon / T. Arguirov, M. Kittler, M. Oehme, N. V. Abrosimov, O. F. Vyvenko, E. Kasper, J. Schulze // *Solid State Phenomena*. – 2014. – V. 205/206. – P. 383–393.
3. **Clayes, C.** Germanium-based technologies: From materials to devices / C. Clayes, E. Simoen. – N. Y. : Elsevier, 2007. – P. 480.
4. **Шевченко, С. А.** Исследование методом DLTS пластически деформированного германия n -типа после легирования медью / С. А. Шевченко, А. И. Колубакин // *Физика и техника полупроводников*. – 2013. – Т. 47, № 6. – С. 838–844.
5. **Lang, D. V.** Deep-level transient spectroscopy: a new method to characterize traps in semiconductors / D. V. Lang // *J. Appl. Phys.* – 1974. V. 45, N 7. – P. 3023–3032.
6. **Omling, P.** Electrical properties of dislocations and point defects in plastically deformed silicon / P. Omling, E. R. Weber, L. Montelius, H. Alexander, J. Michel // *Phys. Rev. B*. – 1985. – V. 32, N 20. – P. 6571–6581.
7. **Clauws, P.** DLTS of the third acceptor level of substitution copper in germanium / P. Clauws, G. Huylebroeck, E. Simoen, P. Vermaercke, F. De Smet, J. Vennik // *Semiconductor Sci. Technol.* – 1989. V. 4, N 11. – P. 910–914.
8. **Woodbury, H. H.** Triple acceptors in germanium / H. H. Woodbury, W. W. Tyler // *Phys. Rev.* – 1957. V. 105, N 1. – P. 84–91.
9. **Dunlap, W. C.** Gold as an acceptor in germanium / W. C. Dunlap // *Phys. Rev.* – 1955. – V. 97, N 3. – P. 614–629.
10. **Simoen, E.** DLTS of gold impurities in germanium / E. Simoen, P. Clauws, G. Huylebroeck, J. Vennik // *Semiconductor Sci. Technol.* – 1987. – V. 2, N 8. – P. 507–512.
11. **Hirth, J. P.** Theory of dislocations / J. P. Hirth, J. Lothe. – N. Y. : McGraw-Hill Publ. Co., 1968. – 780 p.
12. **Izotov, A. N.** Photoluminescence and splitting of dislocations in germanium / A. N. Izotov, A. I. Kolyubakin, S. A. Shevchenko, E. A. Steinman // *Physica status solidi (a)*. – 1992. – V. 130, N 2. – P. 193–198.
13. **Кравченко, В. Я.** Спектры фотолюминесценции в пластически деформированных полупроводниках и электронные состояния на расщепленных дислокациях / В. Я. Кравченко // *Журн. экспериментальной и теоретической физики*. – 1995. – Т. 107, № 6. – С. 2048–2062.
14. **Sauer, R.** Dislocation-related photoluminescence in silicon / R. Sauer, C. Kisielowski-Kemmerich, H. Alexander // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – V. 57. – P. 1472–1475.
15. **Шевченко, С. А.** Фотолюминесценция в германии с квазиравновесной дислокационной структурой / С. А. Шевченко, А. Н. Терещенко // *Физика твердого тела*. – 2007. – Т. 49, № 1. – С. 27–31.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

Статья поступила в редакцию 10 декабря 2013 г.

ISSN 1609–3577 *Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoi tekhniki = Materials of Electronics Engineering*. 2014, vol. 17, no. 3, pp. 211–216.

Interaction of Multicharge Impurities with Dislocations in Germanium Single Crystals

Svetlana Antonovna Shevchenko¹ — Dr. Sci. (Phys.–Math.), Senior Researcher (tan@issp.ac.ru); **Alexey Nikolayevich Tereshchenko**¹ — Cand. Sci. (Phys.–Math.), Researcher; **Andrei Aleksandrovich Mazilkin**¹ — Cand. Sci. (Phys.–Math.), Senior Researcher (mazilkin@issp.ac.ru)

¹*Institute of Solid State Physics
Russian Academy of Sciences,
2 Academician Ossipyan Str., Chernogolovka,
Moscow Region 142432, Russia*

Abstract. Germanium is a relevant object for research into the influence of dislocations on electronic properties of impurities and conversely the influence of impurities on electronic states of dislocations owing to high structural perfection of germanium single crystals and the abundant data available on properties of impurities and defects. We present the results of studies of radiationless and radiation recombination (by the DLTS and photoluminescence (PL)

methods, respectively) of charge carriers in deep levels of plastically deformed germanium single crystals doped with multicharge copper or gold impurities by the diffusion method. The recombination parameters (position of the energy levels in the forbidden gap, the value and activation energy of capture cross-section and ionization entropy) of $Cu^{2-/3-}$ and $Au^{1-/2-}$ ions determined by DLTS are independent of dislocation density and in good agreement with those in as-grown samples, which is explained by their position outside the Reed cylinders. The parameters of Cu^{2-} and Au^{1-} electron capture account for the dependence of the DLTS signal amplitude on filling pulse frequency. After copper doping the methods of transmission electron microscopy (TEM) revealed no precipitates between the dislocations. The intensity of radiation recombination on dislocations at 4.2 K is significantly reduced by copper doping and restored by heating the samples at temperatures above 500 °C as a result of copper diffusion from the bulk toward the dislocations. The specific features of the luminescence spectra of the heated copper-doped samples within the temperature range 200–400 °C are likely to be due

to the reactions of the impurities accumulated near the dislocations on cooling the copper-doped samples.

Key words: germanium, dislocations, photoluminescence, DLTS method, deep levels, impurities, copper, gold.

References

1. Arguirov T., Kittler M., Oehme M., Abrosimov N. V., Kasper E., Schulze J. Room temperature direct band-gap emission from an unstrained Ge $p-i-n$ LED on Si. *Solid State Phenomena*. 2011, vol. 178/179, pp. 25–30. DOI: 10.4028/www.scientific.net/SSP.178-179.25
2. Arguirov T., Kittler M., Oehme M., Abrosimov N. V., Vyvenko O. F., Kasper E., Schulze J. Luminescence from Germanium and Germanium on Silicon. *Solid State Phenomena*, 2014, vol. 205/206, pp. 383–393. DOI:10.4028/www.scientific.net/SSP.205-206.383
3. Claves C., Simoen E., *Germanium-Based Technologies: From Materials to Devices*. New York: Elsevier, 2007, p. 480.
4. Shevchenko S. A., Kolyubakin A. I. DLTS Study of Plastically Deformed Copper-Doped n -Type Germanium. *Semiconductors*. 2013, vol. 47, no. 6, pp. 849–855. DOI: 10.1134/S1063782613060250
5. Lang D. V. Deep-level transient spectroscopy: a new method to characterize traps in semiconductors. *J. Appl. Phys.* 1974, vol. 45, no. 7, pp. 3023–3032. DOI: 10.1063/1.1663719
6. Omling P., Weber E. R., Montelius L., Alexander H., Michel J. Electrical properties of dislocations and point defects in plastically deformed silicon. *Phys. Rev. B*. 1985, vol. 32, no. 20, pp. 6571–6581. DOI: 10.1103/PhysRevB.32.6571
7. Clauws P., Huylebroeck G., Simoen E., Vermaercke P., De Smet F., Vennik J. DLTS of the third acceptor level of substitution copper in germanium. *Semiconductor Sci. Technol.* 1989, vol. 4, no. 11, pp. 910–914. DOI:10.1088/0268-1242/4/11/003
8. Woodbury H. H., Tyler W. W. Triple acceptors in germanium. *Phys. Rev.* 1957, vol. 105, no. 1, pp. 84–91.
9. Dunlap W. C. Gold as an acceptor in germanium. *Phys. Rev.* 1955, vol. 97, no. 3, pp. 614–629.
10. Simoen E., Clauws P., Huylebroeck G., Vennik J. DLTS of gold impurities in germanium. *Semiconductor Sci. Technol.* 1987, vol. 2, no. 8, pp. 507–512. DOI: 10.1088/0268-1242/2/8/006
11. Hirth J. P., Lothe J. *Theory of dislocations*. New York: McGraw-Hill Publ. Co., 1968.
12. Izotov A. N., Kolyubakin A. I., Shevchenko S. A., Steinman E. A. Photoluminescence and splitting of dislocations in germanium. *Physica Status Solidi (a)*. 1992, vol. 130, no. 2, pp. 193–198. DOI: 10.1002/pps.a.2211300123
13. Kravchenko V. Ya. Photoluminescence spectra in plastically deformed semiconductors and electron states of dissociated dislocations. *Jurnal experimental'noi i teoreticheskoi fiziki = Journal of experimental and theoretical physics*. 1995, vol. 107, no. 6, pp. 2048–2062. (In Russ.)
14. Sauer R., Kisielowski-Kemmerich C., Alexander H. Dislocation-related photoluminescence in silicon. *Phys. Rev. Lett.* 1986, vol. 57, pp. 1472–1475.
15. Shevchenko S. A., Tereshchenko A. N. Photoluminescence in Germanium with a Quasi-Equilibrium Dislocation Structure. *Fizika tverdogo tela = Physics of solid state*. 2007, vol. 49, no. 1, pp. 27–31. (In Russ.)

Acknowledgements. This work was supported by the Program of the Presidium of Russian Academy of Sciences «Quantum mesoscopic and disordered structure».

Received December 10, 2013