

Таким образом, оказывается, что при полной максвеллизации функции распределения никаких особенностей в зависимости $\beta^*(\omega)$ не должно наблюдаться. Экспериментально обнаруженный немонотонный ход $\beta^*(\omega)$ свидетельствует о том, что концентрации дырок 10^{15} см^{-3} недостаточно для полной максвеллизации функции распределения. Для подтверждения данного вывода мы провели расчет частотной зависимости коэффициента нелинейности двухчастичным методом Монте-Карло с учетом междырочных столкновений [8]. Влиянием данного вида рассеяния на антисимметричную часть функции распределения пренебрегалось. В качестве оператора взаимодействия брался линеаризованный интеграл столкновений Ландау. Для нахождения функции распределения использовалась итерационная процедура. Результаты расчета показаны на рис. 2 штриховой линией. Видно, что учет рассеяния дырок друг на друге улучшает количественное совпадение экспериментальных и расчетных данных, при этом качественные особенности частотной зависимости $\beta^*(\omega)$ сохраняются.

Авторы выражают благодарность В. Денису и А. Матулису за полезное обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Матулис А., Пирагас К. — ФТТ, 1978, т. 20, в. 6, с. 1822—1828.
- [2] Денис В., Канцлерис Ж., Маргунас З. Электроны в полупроводниках. Теплые электроны. Вильнюс, 1983. 145 с.
- [3] Прима Н. А., Моздор Е. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 1, с. 110—117.
- [4] Adawi J. — Phys. Rev., 1960, v. 120, N 1, p. 118—127.
- [5] Канцлерис Ж., Твардаускас Г. — Лит. физ. сб., 1985, т. 25, № 3, с. 81—87.
- [6] Kancleris Z., Matulis A. — Phys. St. Sol. (b), 1987, v. 142, N 1, p. 247—254.
- [7] Воробьев Л. Е., Стафеев В. И., Фирсов Д. А. — ФТП, 1983, т. 17, в. 5, с. 796—802.
- [8] Канцлерис Ж., Матулис А. — Препринт ИФП АН ЛитССР, № 19. Вильнюс, 1986. 64 с.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получено 18.06.1987
Принято к печати 15.10.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

ОТЖИГ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ПАР ФРЕНКЕЛЯ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В ГЕРМАНИИ *n*-ТИПА ПРИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМ ГАММА-ОБЛУЧЕНИИ

Дабагян А. В., Емцев В. В.

В последнее время были получены надежные свидетельства того, что адекватное описание процесса образования дефектов в *n*-Ge под действием гамма-лучей ^{60}Co при 4.2 К возможно на основе концепции метастабильных пар Френкеля [1, 2]. Для исследованного в [1] материала с уровнем легирования $2 \cdot 10^{13} \div 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ концентрация «выживающих» пар Френкеля составляла примерно 25 % от концентрации примеси V группы. Для того чтобы проверить и уточнить сделанные ранее заключения о процессе отжига первичных дефектов, было бы желательно увеличить данное соотношение до ~ 50 %; при наших экспериментальных условиях это возможно лишь для чистого *n*-Ge.

В настоящей работе гамма-облучению ^{60}Co при 4.2 К подвергался *n*-Ge с разностной концентрацией $(1 \div 5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, выращенный в лаборатории им. Э. Лоуренса Калифорнийского университета (США) (слиток 613, условия выращивания см. в [8]). Материал характеризовался низким содержанием кислорода ($\ll 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Мощность дозы облучения составляла $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, температура в капсуле с образцом во время облучения поднималась до 6.5 К. Температурные зависимости концентрации электронов проводимости *n* (*T*)

В исходном состоянии и после гамма-облучения анализировались на основе статистики носителей заряда (см., например, [4]) с целью отдельного определения концентрации доноров и акцепторов.

На рис. 1 представлены зависимости $n(T)$ для одного из образцов n -Ge. Уравнение электронейтральности для температурного интервала 4.2–30 К может быть записано в виде

$$\frac{n(n + N_d)}{N_d - N_a - n} = N_c \frac{\exp(-E_d/kT)}{2 + \delta \exp(-\Delta/kT)}$$

где N_d — полная концентрация мелких донорных состояний примеси V группы (в данном случае фосфора), N_a — полная концентрация компенсирующих ак-

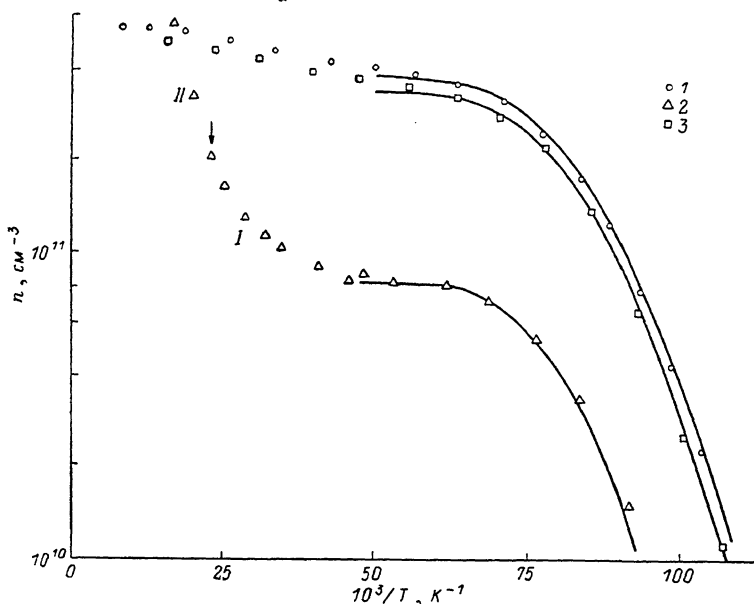


Рис. 1. Фрагмент температурной зависимости концентрации электронов проводимости для чистого n -Ge в исходном состоянии (1), после гамма-облучения при 6.5 К (2) и после отжига при 70 К (3).

Доза облучения $3.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Точки — эксперимент, кривые — расчет. $N_d \cdot 10^{-11}, \text{ см}^{-3}$: 1 — 6.3, 2, 3 — 6.2; $N_a \cdot 10^{-11}, \text{ см}^{-3}$: 1 — 2.5, 2 — 5.5, 3 — 2.8. Стрелка показывает температуру, разделяющую область изменения зарядового состояния дефектов (I) и область эффективного отжига пар Френкеля (II). В области I циклическое охлаждение и нагревание облученного образца не изменяют зависимости $n(T)$, в области II в результате отжига акцепторов радиационного происхождения происходит восстановление концентрации электронов проводимости вплоть до кривой 3 (при полном отжиге дефектов при 70 К).

цепторов (после облучения она включает в себя и все акцепторы радиационного происхождения), N_c — эффективная плотность состояний в c -зоне ($N_c = 1.984 \times 10^{15} T^{3/2} \text{ см}^{-2}$), E_d и Δ — энергия ионизации и расщепление основного состояния мелких донорных центров [для фосфора в германии 12.0 и 2.83 эВ соответственно [5]]; существенно, что эти неварьируемые параметры позволяют хорошо описать экспериментальные зависимости $n(T)$ во всем температурном интервале — от активационного участка до области примесного истощения].

Как видно из данных, приведенных в подписи к рис. 1, концентрация мелких донорных состояний примеси фосфора практически не изменилась после облучения, а уменьшение концентрации электронов проводимости полностью обусловлено образованием дефектов акцепторного типа (в данном случае вакансий V, входящих в состав близких пар Френкеля). Если бы примесь V группы вступала бы во взаимодействие с собственными межузельными атомами I (как это считалось ранее при полном разделении пар Френкеля во время облучения; см., например, [6]), то это могло бы привести к заметному изменению N_d .

Большая относительная концентрация первичных дефектов (до 50 % от исходной концентрации доноров) позволила провести более тщательное исследование процесса изохронного отжига (с шагом 5 К и длительностью 5 мин),

которое привело к двум существенно новым заключениям. Во-первых, центр стадии отжига метастабильных пар Френкеля располагается при ~ 55 К (рис. 2); во-вторых, как видно из рис. 2, до отжига (до $T \leq 40$ К) имеет место изменение зарядового состояния дефектов [этот участок зависимости $n(T)$ при более высокой температуре переходит в область залечивания пар Френкеля]. В связи с этим, привлекая к рассмотрению также данные по низкотемпературному гамма-облучению [1], можно констатировать, что «ионизация» дефектов начинается при уровне Ферми $\sim E_c - 28$ мэВ одинаково для чистого и легированного n -Ge; ход зависимости $n(T)$ в области «ионизации» дефектов позволяет оценить положения уровня как $\sim E_c - 32$ мэВ (конечно, после гамма-облучения имеет место распределение пар Френкеля по расстояниям между V и I ; следовательно, можно ожидать и «размазки» уровней по некоторому энергетическому интервалу вблизи указанного эффективного значения).

Сделанные выше заключения требуют уточнения сформулированных в [2] представлений о зарядовых состояниях V и I , образующих метастабильные пары Френкеля. Действительно, зарядовые состояния дефектов перед отжигом следует идентифицировать как $V^{2-} - I^0$ (см. [2]). Если бы перед отжигом происходила ионизация $I^0 \rightarrow I^+$, то следовало бы ожидать существенного сдвига стадии

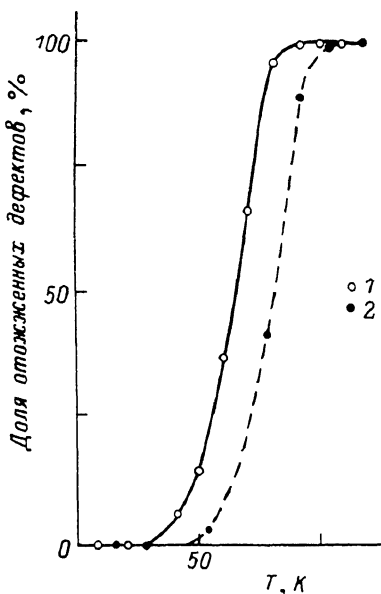


Рис. 2. Изохронный отжиг пар Френкеля в n -Ge. Облучение: 1 — гамма-лучи ^{60}Co при 6.5 К (настоящая работа), 2 — электроны с энергией 800 кэВ при ~ 8 К [1].

отжига пар $V - I$ (как вследствие сильного кулоновского взаимодействия близко расположенных V^{2-} и I^+ , так и вследствие уменьшения энергии миграции из-за уменьшения «радиуса» межузельного атома I при его ионизации). Однако, как видно из рис. 2, в случае гамма-облучения сдвиг центра стадии отжига пар Френкеля составляет всего ~ 10 К по сравнению со случаем электронного облучения n -Ge, для которого положение центра стадии отжига (~ 65 К) и зарядовое состояние пар $V^{2-} - I^0$ перед отжигом одинаково для невырожденного и вырожденного n -Ge [8]. Поэтому мы считаем, что участок роста $n(T)$ в интервале $30 \leq T \leq 40$ К (перед эффективным отжигом пар Френкеля) следует сопоставить с изменением зарядового состояния вакансий в составе метастабильных пар $V^{2-} \rightarrow V^-$, образованных при гамма-облучении. Небольшой сдвиг стадии отжига пар Френкеля в данном случае (по сравнению с электронным облучением) объясняется как отжигом дефектов в другом зарядовом состоянии $V^- - I^0$ (по сравнению с $V^{2-} - I^0$ при электронном облучении), так и более «компактным» распределением пар Френкеля по расстояниям между V и I при гамма-облучении. В противном случае процессы ионизации $I^0 \rightarrow I^+$ и отжига пар Френкеля протекали бы одновременно.

Авторы признательны Е. Е. Халлеру за предоставленные образцы чистого германия.

Л и т е р а т у р а

- [1] Емцев В. В., Машовец Т. В., Назарян Е. Х. — ФТП, 1979, т. 13, в. 1, с. 124—129.
- [2] Емцев В. В., Витовский Н. А., Машовец Т. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 1, с. 145—149.
- [3] Емцев В. В., Машовец Т. В., Назарян Е. Х., Халлер Е. Е. — ФТП, 1982; т. 16, в. 2, с. 291—296.
- [4] Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1969. 450 с.
- [5] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.

- [6] Meese I. M. — Phys. Rev., 1974, v. B9, N 10, p. 4373—4377.
 [7] Arimura I., MacKay J. W. — In: Proc. Santa Fe Conf. Rad. Eff. Semicond. N. Y., 1968, p. 204—209.
 [8] MacKay J. W., Klontz E. E. — In: Rad. Eff. Semicond. London—N. Y.—Paris, 1971, p. 41—50.

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

Получено 14.07.1987
 Принято к печати 23.10.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

МОДЕЛЬ КИНЕТИКИ ФОРМИРОВАНИЯ ОБЛАСТЕЙ РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЧЕТОМ ДЕФОРМАЦИЙ

Артемов В. А., Михнович В. В., Титаренко С. Г.

Количественному анализу кинетики формирования областей разупорядочения (ОР), вводимых в полупроводники облучением тяжелыми частицами, посвящен ряд работ [1—3]. В них показано, что кинетика формирования и электрофизические свойства уже сформировавшихся ОР в значительной мере определяются электростатическим потенциалом, обусловленным зарядом на дефектах в ОР (в частности, влияние поля на кинетику формирования объясняется дрейфом подвижных компонентов пар Френкеля — вакансий и междоузельных атомов). Известно, однако, [4, 5], что ОР создают в кристалле заметную деформацию. При наличии деформации возникает дополнительный дрейф (к дрейфу, обусловленному электростатическим полем [1—3]) вакансий (V) и междоузельных атомов (I), что сказывается на кинетике формирования ОР. Далее, так как в неоднородно деформированном кристалле возникает поляризация, пропорциональная градиенту деформации [6, 7] (флексоэлектрический эффект), то создается дополнительный потенциал (к потенциалу, обусловленному зарядом на дефектах в ОР),¹ который влияет и на дрейф V и I , и на значение потенциала сформировавшейся ОР.

В данной работе предложена количественная модель кинетики формирования ОР в полупроводниках с учетом электростатического взаимодействия между дефектами и деформации, вводимой точечными дефектами в ОР (деформация возникает из-за различия в ковалентных радиусах дефектов и атомов матрицы). На примере кремния (наиболее изученного в смысле дефектного состава полупроводника) проиллюстрировано существенное влияние деформации на свойства ОР.

Пусть в начальный момент времени (после завершения атом-атомных столкновений) $t = 0$ создано скопление подвижных вакансий и междоузельных атомов. С учетом их дрейфа и диффузии, а также реакций V и I между собой и с атомами примесей процесс формирования ОР описывается следующей системой уравнений (рассматривается сферически симметричная ОР, кристалл предполагается изотропным):

$$\frac{\partial N_V}{\partial t} = -\operatorname{div} j_V - 2\alpha N_V^2 - \beta N_V N_I - \gamma_V N_V, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_I}{\partial t} = -\operatorname{div} j_I - \beta N_I N_V - \gamma_I N_I, \quad (2)$$

¹ Здесь не рассматриваются пьезополупроводники. В противном случае необходимо учитывать также электростатическое поле, возникающее вследствие пьезо-эффекта.