

УДК 548.4:537.39

©1995

ЭЛЕКТРОННО-СТИМУЛИРОВАННАЯ ПОДВИЖНОСТЬ ДИСЛОКАЦИЙ В ГЕРМАНИИ

В.В.Свиридов

Воронежский государственный педагогический университет,

394043, Воронеж, Россия

(Поступила в Редакцию 18 октября 1994 г.

В окончательной редакции 21 апреля 1995 г.)

Исходя из построенной в предыдущей работе теоретической схемы описания электронно-стимулированных реакций дефектов (ЭСРД), анализируются особенности ЭСРД в полупроводнике с асимметричным относительно середины запрещенной зоны электронным спектром нарушенной валентной связи. Полученные результаты согласуются с известными данными об электронной структуре и подвижности дислокаций в германии. Предсказывается возможность наблюдения влияния неравновесных носителей на скорость скольжения дислокаций в германии при условиях более интенсивного возбуждения, чем достигавшееся в известных к настоящему времени экспериментах, или в сильно легированном р-материале.

В [1] был предложен механизм (названный впоследствии механизмом ослабления связей, bond weakening [2]), описывающий влияние как равновесных, так и неравновесных носителей на скорости реакций дефектов в ковалентных полупроводниках. В качестве элементарного акта реакции в механизме ослабления связей рассматривается процесс возникновения или переключения нарушенной валентной связи (НВС) и связанная с ним динамика электронных термов соответствующего узла кристаллической решетки. В предыдущей работе [3] была построена последовательная теоретическая схема описания электронно-стимулированных реакций дефектов (ЭСРД), позволяющая рассчитывать зависимость скорости реакции от положения уровня (квазиуровней) Ферми. Ее применение к модели с симметричным относительно середины запрещенной зоны электронным спектром НВС, предположительно описывающей состояния НВС в кремнии, в основном подтвердило результаты проведенного в [1] качественного анализа экспериментальных данных о влиянии легирования и освещения на подвижность дислокаций в этом материале. Целью настоящей работы является применение механизма ослабления связей в формулировке [3] к анализу электронно-стимулированной подвижности дислокаций в германии, интерпретация которой в рамках других механизмов вызывает известные затруднения [2]. Выбор в качестве предмета анализа именно дислокаций объясняется тем, что они, будучи микроскопическими дефектами, тем не менее допускают прямое индивидуальное на-

наблюдение с помощью хорошо отработанных экспериментальных методов повторного травления, рентгеновской топографии и электронной микроскопии в сканирующем и просвечивающем режимах, причем последние позволяют наблюдать дислокации *in situ*, в процессе движения [4]. Кроме того, действующая на индивидуальную дислокацию в однородном монокристалле движущая сила может точно контролироваться и изменяться путем макроскопического нагружения всего кристалла. В силу этих обстоятельств экспериментальные результаты по скольжению дислокаций в полупроводниках являются надежными и ценными для построения и проверки теоретических моделей ЭСРД.

Введение примеси влияет на подвижность дислокаций в полупроводнике двояким образом [2,4]. Во-первых, атомы примеси, как и в металлах, служат стопорами, приводя к сильной и, как правило, нелинейной зависимости энергии активации движения дислокаций и предэкспоненциального множителя от механического напряжения σ , особенно в области малых σ . Именно такое действие характерно для электрически неактивных кислорода и азота в кремнии. Во-вторых, электрически активные примеси ведут себя более сложно, увеличивая подвижность дислокаций в кремнии при больших напряжениях и уменьшая при малых [4]. Последний эффект интерпретируется как закрепление дислокаций формирующимися вокруг них примесными атмосферами. Возрастание же подвижности дислокаций при больших напряжениях происходит путем одновременного уменьшения энергии активации на ΔE_{ESDR} и предэкспоненциального множителя на фактор $\eta < 1$. Освещение и облучение кристалла Si электронным пучком дают аналогичные результаты [5,6].

Экспериментальные данные о влиянии легирования и инъекции неравновесных носителей на подвижность дислокаций в кремнии и германии приведены в табл. 1. За исключением результата [4] для Si:B, они хорошо согласуются между собой. Основными требующими объяснения различиями между поведением дислокаций в этих двух полупроводниках являются следующие.

а) Для кремния подвижность дислокаций минимальна в собственном материале; легирование как донорными, так и акцепторными примесями увеличивает ее. В германии подвижность дислокаций монотонно зависит от положения равновесного уровня Ферми: в *n*-материале она выше, чем в *p*-материале. Заметим, что той же закономерности подчиняется самодиффузия в Ge [12].

б) Для кремния надежно установлено [5,6] возрастание подвижности дислокаций при инъекции неравновесных носителей. Попытка [6] обнаружить при тех же условиях аналогичный эффект в германии успехом не увенчалась.

1. Общая схема описания ЭСРД [3]

Минимальная схема, необходимая для понимания механизма ослабления связи, состоит из четырех одноэлектронных термов: E_v и E_c , ассоциируемых со слегка деформированными связями в окрестности дефекта и близких к краям соответствующих зон, и термов E_d и E_a , принадлежащих НВС в ядре дефекта; и, как предполагалось в первоначальном варианте теории [1], лежащих в глубине запрещенной зоны.

Сводка экспериментальных данных по электронно-стимулированной подвижности дислокаций в кремнии и германии

Кристалл	Литературная ссылка	E^* , eV	Воздействие	$E^* - \Delta E_{ESDR}$, eV	η
Si	[4]	2.24 ÷ 2.31	Легирование $1.5 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{P}$	1.57	< 1
	[4]	2.24 ÷ 2.31	Легирование $1.4 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{B}$	2.18 ÷ 2.23	
	[7]	2.1	Легирование $8.0 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3} \text{B}$	1.78 ÷ 1.85	< 1
	[7]	2.1	Легирование $4.0 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3} \text{Sb}$	1.50	< 1
	[7]	2.1	Легирование $6.0 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3} \text{As}$	1.50	< 1
	[8]	2.1	Легирование $1.0 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{P}$	1.50	< 1
	[9]	2.15	Легирование $8.0 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{B}$	1.70	
	[9]	2.15	Легирование $5.5 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{As}$	1.60	
	[5]	1.82	Nd-YAG-лазер 1 W/cm^2	1.14	< 1
	[6]	2.07	Электронный луч $400 \mu\text{A/cm}^2$	1.25	< 1
Ge	[10]	1.47	Легирование $3.5 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{Ga}$	1.80	> 1
	[10]	1.47	Легирование $2.5 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{Sb}$	1.04	< 1
	[10]	1.47	Легирование $2.0 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{As}$	1.80	< 1
	[11]	1.40	Легирование $1.0 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{Ga}$	1.60	> 1
	[11]	1.40	Легирование $1.0 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{As}$	1.05	< 1
	[12]	1.57	Легирование $2.0 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{Ga}$	1.75	> 1
	[12]	1.57	Легирование $1.0 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} \text{Ga}$	1.20	< 1
	[6]	1.50	p-легирование $1.0 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$	1.61	> 1
	[6]	1.50	p-легирование $1.0 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$	1.29	< 1
	[6]	1.50	Электронный луч $500 \mu\text{A/cm}^2$	1.50	= 1

Примечание. E^* — энергия активации скольжения дислокаций, ΔE_{ESDR} — ее изменение в результате легирования или возбуждения, η — множитель, на который изменяется предэкспоненциальный фактор в арениусовской температурной зависимости скорости скольжения дислокаций. Приведены данные для наивысшего уровня механических напряжений, достигнутого в соответствующей работе.

Каждый вариант заполнения одноэлектронных состояний E_v , E_d , E_a и E_c описывается четырехбитной строчкой чисел заполнения в указанном порядке следования термов от валентной зоны. Так, $|1100\rangle$ соответствует многоэлектронному состоянию (МЭС) дефекта, у которого состояния E_v и E_d заполнены, а E_a и E_c пусты.

Скорость термоактивируемой реакции дефектов описывается суммой парциальных скоростей v_{ijkl} реакции через дефекты, находящиеся в различных МЭС

$$v = \sum_{i,j,k,l=0}^1 v_{ijkl} = \sum_{i,j,k,l=0}^1 v_0 g_{ijkl} \exp(-E_{ijkl}/kT), \quad (1)$$

где g_{ijkl} — доля дефектов в МЭС $|ijkl\rangle$ от общего их числа, т.е. статистический вес МЭС, E_{ijkl} — энергетический барьер реакции дефектов в этом состоянии, v_0 — множитель, характеризующий решеточные частоты и предполагаемый для простоты одинаковым для всех МЭС.

Статистический вес определяется через обобщенный фактор Гиббса

$$g_{ijkl} = \frac{1}{Z} \exp\left(\frac{i\Phi_p + (j+k)\Phi_{da} + l\Phi_n - H(i,j,k,l)}{kT}\right), \quad (2)$$

где Φ_p и Φ_n — дырочный и электронный квазиуровни Ферми, Φ_{da} — общий (ввиду предполагаемой близости энергий) квазиуровень Ферми для глубоких состояний E_d и E_a ,

$$Z = \sum_{i,j,k,l=0}^1 \exp\left(\frac{i\Phi_p + (j+k)\Phi_{da} + l\Phi_n - H(i,j,k,l)}{kT}\right) \quad (3)$$

— статистическая сумма,

$$H(i,j,k,l) = H_0 + H_1 + H_2, \quad (4)$$

где

$$H_0 = iE_v + jE_d + kE_a + lE_c, \quad (5)$$

$$H_1 = U_1[jk + (1-i)(1-j)], \quad (6)$$

$$H_2 = U_2[ijkl + (1-i)(1-j)(1-k)(1-l)]. \quad (7)$$

Здесь U_1 и U_2 — положительные константы, характеризующие кулоновское взаимодействие электронов, локализованных на одном дефекте. Высота энергетического барьера реакции для дефекта в произвольном состоянии $|ijkl\rangle$ принимается равной

$$E_{ijkl} = \Delta E_r - (i\delta E_v + j\delta E_d + k\delta E_a + l\delta E_c) - (1-i)lU_3 + (1-j)kU_4, \quad (8)$$

где ΔE_r — вклад окружающей матрицы, обусловленный деформацией химических связей в окружающей решетке и электростатическим взаимодействием атомных остовов, δE_x ($x = v, d, a, c$) — разница энергий x -го терма в равновесной и седловой конфигурациях дефекта. Третье

слагаемое учитывает дополнительное понижение на U_3 барьера реакции по каналам $|0jkl\rangle$ за счет увеличения энергии связи vc -экситона (дырка в E_v +электрон в E_c) при переходе дефекта в седловую конфигурацию, где составляющие экситон носители локализованы сильнее. Четвертое слагаемое в (8) описывает противоположный эффект — повышение на U_4 барьера реакции по каналам $|i0lj\rangle$ за счет уменьшения энергии связи da -экситона при переходе в седловую конфигурацию, где d -дырка и a -электрон локализованы слабее, чем в равновесной конфигурации.

2. ЭСРД в полупроводнике с асимметричным электронным спектром нарушенных валентных связей

Общей особенностью ЭСРД в германии является асимметрия отклика скорости реакций на изменения концентраций электронов и дырок. Так, донорные примеси увеличивают, а акцепторные уменьшают подвижность дислокаций в этом материале [10–12]. Аналогичным образом ведет себя коэффициент самодиффузии [12]. В рамках механизма ослабления связей причина асимметрии ЭСРД должна заключаться в асимметрии электронного спектра НВС. Действительно, имеющиеся данные по электрическим свойствам пластически деформированного германия [13,14] свидетельствуют о том, что дислокационный уровень в нем (в наших обозначениях речь идет об энергии перехода $|1100\rangle$ +валентный электрон \rightarrow $|1110\rangle$) оказывается прижатым к валентной зоне. Это заставляет предположить, что одноэлектронные уровни НВС E_a и E_d у германия находятся в валентной зоне (что коррелирует с распространенным мнением об отсутствии донорного состояния вакансии в Ge [15]), а выталкивание МЭС $|1110\rangle$ в запрещенную зону обязано энергии U_1 кулоновского взаимодействия d - и a -электронов. Вытекающая отсюда картина динамики одноэлектронных термов дефекта в

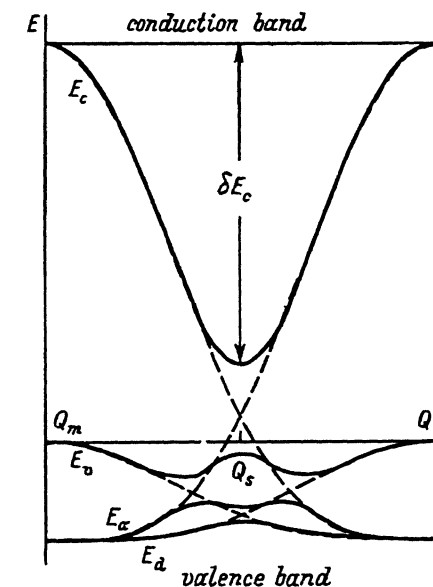


Рис. 1. Динамика одноэлектронных термов при переключении НВС в германии. Штриховая линия — без учета взаимодействия электронов. Q — конфигурационная координата, Q_m , Q_s — равновесная и седловая конфигурации.

германии при элементарном акте реакции (переключении НВС) в сравнении с кремнием [1,3] выглядит несколько необычно (рис. 1), но дает естественное объяснение асимметрии влияния заряженных примесей на скорость реакций дефектов: в германии уровень энергии $E_c - \delta E_c$ лежит ниже собственного уровня Ферми, что, согласно [1,3], является условием возникновения ЭСРД. Другими словами, реакции оказываются электронно-стимулированными уже в собственном Ge. Повышение уровня Ферми усиливает эффект ЭСРД, понижение ослабляет его, уменьшая скорость реакций.

Приближенное аналитическое описание эффекта ЭСРД в материале с асимметричным электронным спектром НВС, подобном германию, может быть получено из полной схемы (1)–(8) следующим образом. Предположим для простоты, что

$$E_v = E_a = E_d = 0, \quad \delta E_v = \delta E_d = \delta E_a = 0, \quad U_4 = 0. \quad (9)$$

Все энергии отсчитываются от потолка валентной зоны.

Выписывая факторы Гиббса Zg_{ijkl} (3) для всех шестнадцати возможных МЭС дефекта и анализируя соотношения между ними с учетом (9) и вытекающего из него равенства $\Phi_{da} = \Phi_p$, несложно прийти

Таблица 2

Вклад различных МЭС в статистическую сумму и скорость реакции в полупроводнике с параметрами (9)

МЭС, ijkl)	Статистический вес g_{ijkl}		Парциальная скорость v_{ijkl}	
	$kT \ln(Zg_{ijkl})$	Мал по сравнению с	$kT \ln(v_{ijkl}/v_0) + \Delta E_r$	Мала по сравнению с
0000	$-U_1 - U_2$	1000	$-U_1 - U_2$	1000
1000	$\Phi_p - U_1$	0100	$\Phi_p - U_1$	0100
0100	Φ_p	1100	Φ_p	1100
0010	Φ_p	1100	Φ_p	1100
0001	$\Phi_n - E_c - U_1$	0011	$\Phi_n - U_1 + U_3 - (E_c - \delta E_c)$	0011
1001	$\Phi_p + \Phi_n - E_c - U_1$	0101	$\Phi_p + \Phi_n - U_1 - (E_c - \delta E_c)$	0101
0101	$\Phi_p + \Phi_n - E_c$	0100	$\Phi_p + \Phi_n + U_3 - (E_c - \delta E_c)$	—
0011	$\Phi_p + \Phi_n - E_c$	0100	$\Phi_p + \Phi_n + U_3 - (E_c - \delta E_c)$	—
0111	$2\Phi_p + \Phi_n - E_c - U_1$	1101	$2\Phi_p + \Phi_n - U_1 + U_3 - (E_c - \delta E_c)$	—
0110	$2\Phi_p - U_1$	1100	$2\Phi_p - U_1$	1010
1101	$2\Phi_p + \Phi_n - E_c$	1100	$2\Phi_p + \Phi_n - (E_c - \delta E_c)$	—
1011	$2\Phi_p + \Phi_n - E_c$	1100	$2\Phi_p + \Phi_n - (E_c - \delta E_c)$	—
1100	$2\Phi_p$	—	$2\Phi_p$	0101
1010	$2\Phi_p$	—	$2\Phi_p$	0101
1111	$3\Phi_p + \Phi_n - E_c - U_1 - U_2$	1110	$3\Phi_p + \Phi_n - U_1 - U_2 - (E_c - \delta E_c)$	—
1110	$3\Phi_p - U_1$	—	$3\Phi_p - U_1$	1101

Примечание. Предполагается, что полупроводник не вырожден, т.е. $\Phi_p > kT$ и $\Phi_n < E_c - kT$. Как и для кремния [3], имеются ингибирующие МЭС |1100), |1010) и |1110), не дающие вклада в скорость реакции, но обладающие большим статистическим весом.

к выводу о том, что статистическая сумма (3) при любых положениях квазиуровней (уровня) Ферми внутри запрещенной зоны определяется вкладами от МЭС $|1100\rangle$, $|1010\rangle$ и $|1110\rangle$ (табл. 2)

$$Z \approx \exp\left(\frac{2\Phi_p}{kT}\right) \left[\underbrace{2}_{|1100\rangle+|1010\rangle} + \underbrace{\exp\left(\frac{\Phi_p - U_1}{kT}\right)}_{|1110\rangle} \right]. \quad (10)$$

Аналогичным образом можно убедиться, что в зависимости от положения квазиуровней (уровня) Ферми скорость реакции определяется одним из МЭС $|0101\rangle$ ($= |0011\rangle$), $|1101\rangle$ ($= |1011\rangle$), $|0111\rangle$ или $|1111\rangle$ (табл. 2). Оставляя в сумме (1) только члены, соответствующие этим состояниям, получаем

$$v = v_1 \exp\left(\frac{\Phi_n}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{U_3 - \Phi_p}{kT}\right) + \frac{2 + \exp\left(\frac{\Phi_p - U_1 - U_2}{kT}\right)}{2 + \exp\left(\frac{\Phi_p - U_1}{kT}\right)} \right], \quad (11)$$

где

$$v_1 = v_0 e^{-E/kT}, \quad (12)$$

$$E = \Delta E_r + E_c - \delta E_c. \quad (13)$$

3. Подвижность дислокаций в легированном германии

В равновесных условиях, когда $\Phi_p = \Phi_n = F$, где F — равновесный уровень Ферми, выражение (11) для скорости реакции изменяется от

$$v \approx v_1 e^{U_3/kT} \quad (14)$$

при $F \rightarrow 0$, до

$$v \approx v_1 e^{(F - U_2)/kT} \quad (15)$$

при $F \rightarrow E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны). Используя обычное приближение для температурной зависимости уровня Ферми [16],

$$F = E_g - kT \ln(N_c/N_d) \quad \text{или} \quad F = kT \ln(N_v/N_a), \quad (16)$$

где $N_c(N_v)$ — плотность состояний в зоне проводимости (валентной зоне), $N_d(N_a)$ — концентрация доноров (акцепторов), приходим к выводу о том, что энергия активации реакции при переходе от p -Ge к n -Ge должна уменьшиться на

$$\Delta E = E_g - U_2 - U_3. \quad (17)$$

Реально измеренное изменение энергии активации скольжения дислокаций при переходе от сильно легированного p -Ge к сильно легированному n -Ge составляет $\Delta E_{\text{ESDM}} = 0.7 \div 0.8 \text{ eV}$ (табл. 1). Чтобы сопоставить эту величину с оценкой (17), следует иметь в виду, что формулы (11), (14) и (15) описывают не скорость движения дислокации в

целом, а скорости более элементарных реакций зарождения и перемещения перегибов. Если обозначить энергию зарождения двойного перегиба W_{dk} , а высоту потенциального барьера для миграции перегибов вдоль дислокации W_m , то энергия активации скольжения дислокации как целого будет составлять $W_m + (0.5 \div 1)W_{dk}$ [2,17]. Отсюда следует, что изменение активационного барьера для каждой из реакций (зарождения и движения перегибов), обеспечивающих скольжение дислокаций, должно быть в $1.5 \div 2$ раза меньше ΔE_{ESDM} , т.е. порядка $0.4 \div 0.5$ eV. С учетом ширины запрещенной зоны германия (точнее, ее температурно-независимой части) и (17) это дает для величины $U_2 + U_3$ разумную оценку ≈ 0.3 eV.

Для анализа ситуации при среднем или низком уровне легирования дополним набор параметров (9) следующим образом:

$$E_c = 1, \quad \delta E_c = 0.9, \quad U_1 = U_2 = 0.2, \quad U_3 = 0.3\delta E_c = 0.27; \quad (18)$$

все значения выражены в единицах ширины запрещенной зоны E_g .

В равновесии в собственном и n -Ge ($F \geq U_2 + U_3$) скорость реакции хорошо описывается формулой (15), т.е. монотонно и беспороговым образом увеличивается с ростом концентрации свободных электронов. Естественно, эффект становится заметным, лишь когда обусловленное легированием смещение уровня Ферми достигает величины $\sim kT$, т.е. когда концентрация доноров сравнивается с собственной концентрацией носителей n_i . Это обстоятельство было отмечено уже в первых измерениях скорости дислокаций в легированном германии [12]. Для сравнения укажем, что в кремнии скорость дислокаций начинает зависеть от положения уровня Ферми F , лишь когда он поднимается до $E_c - \delta E_c$ [1,3], т.е. при $N_d \gg n_i$ [4,7-9].

Более сложным образом ведет себя скорость реакций в p -Ge. При слабом легировании, когда $F < U_1 + U_2$, но $F > U_3$ из (11) следует, что в первом приближении скорость реакции вообще не зависит от уровня Ферми

$$v \approx v_1 \left(2 + \exp \left(\frac{U_3 - U_1}{kT} \right) \right). \quad (19)$$

По-видимому, именно в этой области слабого отклика находился уровень Ферми в слабо легированных ($N_a = 10^{17}$ см $^{-3}$ при $T > 250^\circ\text{C}$) образцах p -Ga, исследованных в [6], для которых эффект легирования оказался очень слабо выраженным, если вообще значимым.

При дальнейшем понижении уровня Ферми скорость реакции (11) довольно сложным образом уменьшается, выходя в конечном счете на уровень (14).

Проведенный с помощью приближенной формулы (11) качественный анализ подтверждается количественным расчетом по полной схеме (1)–(8) с параметрами (9), (18). Результаты, приведенные на рис. 2, хорошо воспроизводят особенности экспериментально наблюдаемого влияния заряженных примесей на подвижность дислокаций в германии [11,12]: монотонную зависимость скорости дислокаций V от положения уровня Ферми F , большой градиент dV/dF в n -Ge по сравнению с p -Ge и даже абсолютную величину эффекта (при $kT = 0.1E_g$, что

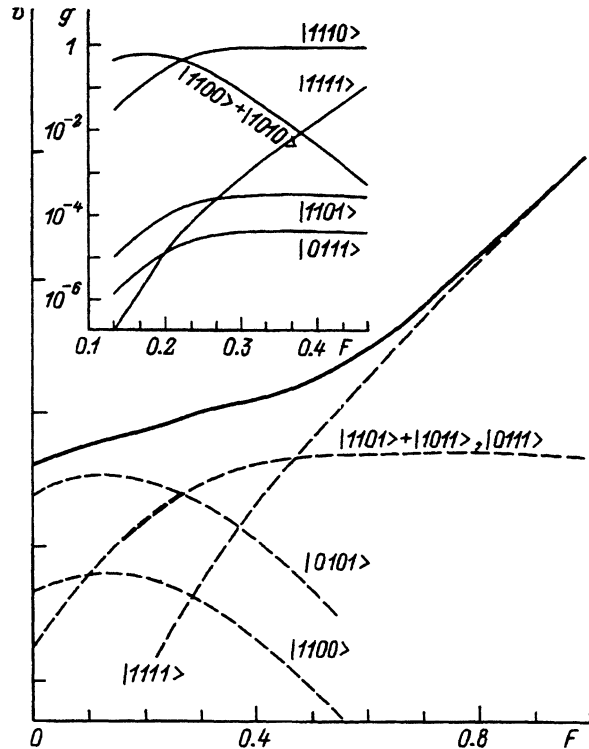


Рис. 2. Равновесный эффект ЭСРД в германии.

Расчет по полной схеме (1)–(8) с параметрами (9), (18). v — скорость реакции (производные единицы), F — уровень Ферми, нормированный на ширину запрещенной зоны. Сплошная линия — полная скорость реакции, штриховая — парциальные скорости. На врезке — статистический вес некоторых МЭС при тех же условиях.

для германия соответствует температуре около 200°C , скорость реакции в n -материале получается в несколько десятков раз выше, чем в p -материале — ср. [2,12]). Плато «слабого отклика», соответствующее (19), на рис. 2 хорошо видно в области $0.35 < F/E_g < 0.45$.

4. О наблюдении неравновесного эффекта электронно-стимулированной подвижности дислокаций в Ge

Вопрос о влиянии неравновесных условий на подвижность дислокаций в германии имеет достаточно длинную и противоречивую историю (см. обсуждение в обзоре [2]), но прямые измерения были проведены только однажды [6]. Они не обнаружили влияния инжектируемых электронным лучом неравновесных носителей на подвижность дислокаций в слабо легированном n - и p -Ge. Как согласуется этот факт с развиваемыми представлениями?

Одно из общих следствий из нашей схемы описания ЭСРД можно сформулировать как утверждение о том, что при достаточно сильном отклонении от равновесия должен возникать наблюдаемый эффект ЭСРД. Вопрос лишь в том, достигнута ли необходимая степень нерав-

новости. К сожалению, в [6] отсутствует непосредственная информация о создавшейся в условиях данного эксперимента концентрации неравновесных носителей. Грубая косвенная оценка может быть получена следующим образом.

В [6] электронным лучом, ток которого составлял $40-50 \text{ A/m}^2$, возбуждались не только германиевые, но и кремниевые образцы. При этом в последних наблюдалась электронно-стимулированная подвижность дислокаций при температурах $T < T_{cr} = 700 \text{ K}$. Собственная концентрация носителей в кремнии при T_{cr} составляет около $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [18-20]. Поскольку порог неравновесного эффекта ЭСРД в кремнии понижен за счет экситонных эффектов [1,3], можно полагать, что концентрация неравновесных носителей в Si в условиях [6] была лишь немногим больше и составляла около 10^{17} cm^{-3} . Если предположить, что время жизни носителей в использованных в [6] кристаллах Si и Ge было одинаковым, приходим к выводу о том, что в Ge отклонение концентрации носителей от равновесной могло составлять те же 10^{17} cm^{-3} . Достаточно ли этого для наблюдения эффекта, если учесть, что на нижней границе исследованного в [6] температурного интервала (250°C) собственная концентрация носителей в германии лишь в несколько раз ниже?

Для *n*-Ge ответ определенно отрицательный. Полагая $\Phi \geq U_1 + U_2$, что должно выполняться при таком относительно невысоком уровне инжекции, из уравнения (11) видим, что скорость реакции зависит только от электронного квазиуровня Ферми

$$v \approx v_1 \exp\left(\frac{\Phi_n - U_2}{kT}\right). \quad (20)$$

Ускорение реакции при этом можно наблюдать, лишь если (20) существенно отличается от (15), т.е. при $\Phi_n - F > kT$. Для этого необходима концентрация неравновесных электронов, превышающая равновесную, чего в соответствии с приведенными выше оценками нет.

Для *p*-Ge ситуация менее ясная. Согласно (11), скорость реакции $v \sim \exp(\Phi_n/kT)$. При концентрации неравновесных носителей 10^{17} cm^{-3} и равновесной концентрации неосновных носителей (электронов) 10^{16} cm^{-3} (на нижней границе исследованного в [6] интервала температур) квазиуровень Φ_n должен заметно отличаться от равновесного уровня Ферми, приводя к наблюдаемому ускорению реакции. Отсутствие реально наблюдаемого эффекта, по мнению автора, связано с тем, что в действительности отклонение электронной подсистемы германия от равновесия, по-видимому, было меньше, чем предполагает сделанная выше оценка, возможно за счет меньшего времени жизни носителей. Справедливость такой интерпретации результатов [6] может быть проверена либо прямым определением концентрации неравновесных носителей, либо проведением эксперимента при более сильном возбуждении кристалла.

Поскольку требуемое для повышения степени неравновесности увеличение тока электронного пучка или интенсивности освещения связано с техническими трудностями, можно пойти несколько иным путем: использовать сильно легированный *p*-Ge. В соответствии с (11) производная скорости реакции по электронному квазиуровню ($dv/d\Phi_n$) в

нем почти такая же, как в собственном материале, но отщепление Φ_n от равновесного уровня Ферми при той же концентрации неравновесных носителей существенно больше.

Итак, результаты экспериментальных исследований электронно-стимулированной подвижности дислокаций в германии интерпретированы, исходя из предложенной в предыдущей работе [3] теоретической схемы описания электронно-стимулированных реакций дефектов (ЭСРД) и согласующегося с известными данными об электронной структуре дислокаций в Ge предположения об асимметричном относительно середины запрещенной зоны электронным спектром НВС в этом полупроводнике. Построена удобная аналитическая схема приближенного описания ЭСРД в германии. Предсказана возможность наблюдения влияния неравновесных носителей на скорость скольжения дислокаций в Ge при условиях более интенсивного возбуждения, чем достигавшееся в известных к настоящему времени экспериментах, или в достаточно сильно легированном *p*-материале.

Список литературы

- [1] Белявский В.И., Даринский Б.М., Свиридов В.В. ФТТ 27, 4, 1088 (1985).
- [2] Maeda K., Takeuchi S. Techn. Rept. ISSP Ser. A, 2806 (1994). (To be published in: Dislocations in Solids. V. 10).
- [3] Свиридов В.В. ФТТ (в печати).
- [4] Imai M., Sumino K. Phil. Mag. A47, 4, 599 (1983).
- [5] Küsters K.H., Alexander H. Physica B116, 594 (1983).
- [6] Маеда Н., Кимура К., Такеучи С. Изв. АН СССР. Сер. физ. 51, 4, 729 (1987).
- [7] Erofeev V.N., Nikitenko V.I., Osvenskii V.B. Phys. Stat. Sol. 35, 1, 79 (1969).
- [8] Sumino K., Yonenaga I., Harada H., Imai M. Dislocation Modelling of Physical Systems. Oxford (1981). P. 212-216.
- [9] Patel J.R., Testardi L.R., Freeland P.E. Phys. Rev. B13, 8, 3548 (1976).
- [10] Горелик С.С., Литвинов Ю.М. ФХОМ, 2, 131 (1968).
- [11] Бондаренко И.Е., Ерофеев В.Н., Никитенко В.Н. ЖЭТФ 64, 6, 2196 (1973).
- [12] Patel J.R., Chaudhury A.R. Phys. Rev. 143, 2, 601 (1966).
- [13] Ossipyan Yu.A. Cryst. Res. Technol. 16, 2, 239 (1981).
- [14] Schröter W., Labusch R. Phys. Stat. Sol. 36, 2, 539 (1969).
- [15] Pêcheur P., Kauffer E., Gerl M. Inst. Phys. Conf. Ser. N 46. Bristol-L.: Inst. Phys. (1979). P. 174-179.
- [16] Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М. (1964). 392 с.
- [17] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М. (1972). 600 с.
- [18] Kimerling L.C. Sol. Stat. Electron. 21, 11/12, 1391 (1978).
- [19] Lang D.V. Ann. Rev. Mat. Sci. 12, 377 (1982).
- [20] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М. (1984). Кн. 1. 456 с.