<u>ΥCΠΕΧИ ΦИЗИЧЕСКИХ НАУК</u>

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Миграция атомов в полупроводниках и изменения числа и структуры дефектов, инициируемые возбуждением электронной подсистемы

В.С. Вавилов

Возбуждение электронной подсистемы полупроводников в результате фотоионизации и ионизации заряженными частицами, а также инжекция неравновесных носителей заряда стимулируют миграцию атомов, а также приводят к возникновению дефектов структуры и изменению их природы. Указанные явления вызывают изменения основных электрофизических параметров полупроводников, в том числе веществ, представляющих собой основные материалы современной твердотельной электроники. В работе приведены и проанализированы современные данные по этому вопросу.

PACS numbers: 66.30.Fq; 66.30.Lw, 66.90.+r, 78.50.Ge

Содержание

- 1. Введение (407).
- 2. Атермические механизмы миграции атомов (408).
- 3. Электростатическая (кулоновская) нестабильность как одна из причин миграции атомов в полупроводниках (408).
- 4. Ионизационные эффекты во время ионной имплантации и их проявление в ионно-имплантированных структурах (410).
- 5. Заключение (412).

Список литературы (412).

1. Введение

Твердотельная (полупроводниковая) электроника представляет собой неотъемлемую часть современной цивилизации [1]. Трудно представить себе жизнь людей без радио и телевидения, без простых калькуляторов и сложных компьютеров, без копировальных устройств (ксероксов). Однако длительность жизни полупроводниковых приборов, как правило, значительно меньше продолжительности жизни человека (согласно Библии — 70 лет).

Одна из главных причин деградации и отказов полупроводниковых устройств состоит в постепенном накоплении в них "точечных" или более протяженных дефектов структуры. О природе и энергетическом спектре таких дефектов в ряде полупроводников, в первую очередь, в монокристаллическом кремнии, существуют довольно подробные данные [2, 3]. В настоящее время технология выращивания монокристаллов кремния и эпитаксиальных пленок этого материала

В.С. Вавилов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Ленинский просп. 53, Россия Тел. (095) 135-05-51 Факс 938-22-51

Статья поступила 15 июля 1996 г.

доведена до высокого уровня; концентрации врожденных точечных дефектов и дислокаций малы. Так, концентрация точечных дефектов снижена до 10¹⁰ см³, концентрация дислокаций — единицы на см². Именно вследствие этого основные параметры кремния сильно зависят от возникновения в нем дополнительных неравновесных дефектов, например, за счет физических процессов, инициируемых воздействием "жестких" излучений (γ-кванты, быстрые электроны, быстрые нейтроны и т.д.) [4, 5].

На первом этапе развития представлений о радиационном повреждении структуры твердых тел считали, что доминирующий процесс генерации дефектов обусловлен ударным смещением атомов или локальным тепловым возбуждением (thermal spikes), приводящим к полному разупорядочению кристалла на короткое время.

Однако возбуждение электронной подсистемы полупроводника, т.е. присутствие неравновесных носителей заряда (HH3), также может стимулировать миграцию дефектов и примесей и структурные изменения, такие как возникновение новых дефектов, а также их комплексов (ассоциатов) друг с другом и с примесными атомами.

Предсказание (оценка) срока службы устройств твердотельной электроники представляет собой неизменно актуальную задачу. "Ударные" процессы возникновения радиационных дефектов достаточно надежно описывают, исходя из данных о пороговых энергиях, генерации пар Френкеля (атом в межузлии и вакансия). Как правило, до настоящего времени расчеты числа смещений основаны на экспериментальных данных о пороговых энергиях ударного смещения атомов из узлов. Вычисленное количество смещенных атомов всегда несколько выше истинного по причинам, которые приведены в [6]. Это дает определенный запас прочности, необходимый при решении вопроса о сроках службы приборов, подвергнутых действию жесткой радиации.

В таблице 1 приведены приближенные значения пороговой энергии E_d , необходимой для ударного смещения атомов из узла, т.е. генерации пар Френкеля [6].

В следующих разделах нашего обзора мы будем рассматривать процессы, инициируемые возбуждением электронной подсистемы полупроводников и приводящие к миграции

Материал	$E_{\rm d}, \Im {f B}$	Т, К
Ge	~ 30 $\leq 23; 22,3; 14,5; 18; 15,5$ 18,0 14,5 12,7 14	80 300 21 79 263 78, 269
Si	20,9; 13 14 (п-тип); 21 (р-тип) 22 11 20 ~ 13; 45	300 80, 300 80 300 80 300
Алмаз	80	300
Графит	24,7 60 33; 31 (23; 40,0); (31, 30) (28, 42,0)	290 15 300 6, 80 285
InSb	5,7(In), 6,6(Sb) 6,4(In), 8,5–9,9(Sb)	78 80
InAs	6,7(In), 8,3(As)	77
InP	6,7(In), 8,7(P)	77
GaAs	9,0(Ga); 9,4(As); 15	300 77
GaSb	6,2(Ga); 7,5(Sb)	77
ZnSe	7,6(Zn); 8,2(Se)	85
ZnTe	7,4(Zn); 9,7(Zn); 6,7(Te) 4,2(Zn) 7,35(Zn)	10 77 10
ZnS	9,9(Zn) или 20,2(S); 9,9(Zn); 15(S)	10
CdS	8,7(S) 7,3(Cd)	300 77
CdSe	8,6(Se) 8,1(Cd); 8,6(Se)	77 5
CdTe	7,8(Te) 5,6(Cd); 7,8(Te)	77 5
MgO	60(O)	300
ZnO	30(Zn); 57(Zn); 57(O)	300
BeO	76(O)	300

Таблица 1. Значения пороговой энергии смещения для различных материалов [6]

(перемещению) атомов основных компонент кристаллов и к структурным изменениям дефектов.

2. Атермические механизмы миграции атомов

Процессы диффузии атомов в твердых телах, обусловленные тепловым возбуждением, в настоящее время подробно изучены [7, 8]. В дополнение к ним существуют "атермические" процессы миграции атомов, стимулируемые возникновением точечных дефектов структуры под действием "жестких" излучений (радиационно-стимулированная диффузия – РСД), а также присутствием ННЗ. Первые сведения относительно РСД были приведены Барюшем и Пфистером в 1963 г. [9]. Авторы показали, что облучение кристаллов Si протонами значительно ускоряет диффузию таких электрически активных примесей, как Р, В, Ga. Авторы объяснили это явление возникновением большого числа вакансий в результате генерации пар Френкеля в конце траекторий протонов. В последующих работах было убедительно показано, что возникновение вакансий действительно стимулирует диффузию примесных атомов. Явление радиационно-стимулированной диффузии в настоящее время часто используют в технологии планарных систем микроэлектронных устройств [5, 6].

Бургуэн и Корбетт предложили новую модель процесса РСД для объяснения явления стимулированной диффузии в неметаллических твердых телах [10]. Эта модель основана на теории Вейзера [11], в которой автор учитывает разницу в энергии заряженного примесного атома в межузельном тетраэдрическом и гексагональном положениях. Согласно модели Вейзера, разница в энергиях для Ge и Si составляет примерно 0,75 эВ. Отсюда следует, что изменение зарядового состояния может привести к "прыжкам" межузельного атома, последовательность которых и проявляется как РСД. На рисунке 1 приведена схематическая диаграмма зависимости потенциальной энергии для двух возможных положений межузельного атома — тетраэдрического (Т) и гексагонального (Н).



Рис. 1. Схематическая диаграмма зависимости потенциальной энергии для двух возможных положений межузельного атома — тетраэдрического (T) и гексагонального (H).

Механизм делокализации дефектов в неметаллических твердых телах обсуждается независимо в работах Оксенгендлера [12]. Модель, предложенная автором, также основана на зависимости потенциального рельефа дефекта в кристалле от состояния локализованного на нем электрона. Движение дефекта на макроскопические расстояния складывается из перескоков, обусловленных переходами электрона из основного состояния в возбужденное.

3. Электростатическая (кулоновская) нестабильность как одна из причин миграции атомов в полупроводниках

Еще в 1938 г. явление диссоциации в результате ионизации молекул органических веществ было объяснено "кулоновским взрывом" дважды ионизованной молекулы вследствие взаимного отталкивания одноименно заряженных фрагментов [13, 14].

В 1954 г. Варлей предложил модель аналогичного процесса в ионных кристаллах, основанную на том, что дважды ионизованный атом в узле кристаллической решетки оказывается в неустойчивом состоянии относительно перехода в одно из ближайших межузлий и что сам переход может быть инициирован тепловым возбуждением [15]. В ходе дальнейшего анализа применимость модели Варлея к ионным кристаллам была подвергнута критике, основанной на данных о малом времени жизни многократно заряженного иона

в кристалле [6, 16]. Полуколичественные оценки движения ионов Cl⁺, Cl⁺⁺ и Cl³⁺ относительно узлов решетки KCl были сделаны Чаддертоном и др. [17], использовавшими условие достаточно долгого существования указанных ионов (время т_d), необходимого для того, чтобы за это время иону была передана энергия $\Delta E \ge E_{\rm d}$, где $E_{\rm d}$ минимальная энергия создания дефекта, т.е. несколько электронвольт. Для смещения иона, таким образом, необходимо действие силы, близкой к 1 эВ A^{-1} в течение времени порядка периода колебания решетки $> \omega_0^{-1} \simeq 10^{-13}$ с, в то время как для ударного смещения необходимо приложить бо́льшую силу ($\ge 1 \Rightarrow B Å^{-1}$) в течение короткого промежутка времени $< \omega_0^{-1}$. В итоге, следует вывод о том, что для "потенциального" (неударного) смещения иона из узла необходимо, чтобы время его существования т_d превышало 10-13-10-12 с. Подробный анализ вопроса о времени существования ионизированных состояний τ_d был дан Эланго и Кивом в [16]. Согласно их выводам, в первом приближении двукратно заряженные анионы в щелочно-галоидных кристаллах не успевают набрать достаточную энергию для смещения, а трехкратно заряженные существуют слишком недолго. Однако, согласно [16], в случае полупроводников механизм смещения атомов, аналогичный модели Варлея, может быть эффективным, так как сила, обусловленная кулоновским отталкиванием между двумя соседними атомами, может действовать в течение промежутка времени, соответствующего процессу Оже на внутренней электронной оболочке, возбужденному ионизирующим излучением. Подобная ситуация может приводить к возникновению дивакансий в кремнии [18]. Модели, предложенные в [17, 18], были подвергнуты критике в работах [19, 20], авторы которых утверждали, что наблюдаемые экспериментально эффекты в Si могли быть обусловлены явлениями на поверхности или у контактов. Явления "кулоновской" неустойчивости в полупроводниках, судя по экспериментальным данным, более сильно выражены в присутствии мелких донорных уровней в Ge и в InSb [21]. Результаты, подтверждающие это, приведены также в [22-24].

Образование точечных дефектов, обусловленное взаимным отталкиванием между ионизированным атомом основного материала и заряженным атомом примеси (так называемый примесно-ионизационный механизм) было подробно проанализировано Карповым и Клингером [25], см. также [21, 22]. Дополнительный потенциал, обусловленный ионизированным атомом с зарядом q, рассматривался как внезапное возмущение спектра колебаний решетки при условии $\tau_a \ll \omega_0^{-1}$. Авторы показали, что в типичном случае ожепроцесса для "глубокой" дырки ($2 \le q \le 10$), $\tau_a \simeq 10^{-15} - 10^{-14}$ с вероятность атермического смещения ионизированного атома велика. В отсутствие заряженного примесного атома вероятность смещения мала.

Генерация дефектов, обусловленная указанным механизмом, возможна в пределах сферы радиусом

$$R_{\rm i} \simeq \frac{q_1 q_2 e^2}{\varepsilon E_{\rm d}}$$

вокруг примесного атома. Так как в пределах сферы находится Z атомов основного материала, вероятность образования дефекта пропорциональна $Z \sum_j \sigma_j$, где σ_j — вероятность (поперечное сечение) ионизации *j*-й внутренней оболочки отдельного атома основного материала. Согласно экспериментальным данным, опубликованным Машовец, Емцевым и Витовским [21, 23], эффективность генерации дефектов в Ge и InSb мягким рентгеновским излучением и электронами небольших энергий можно описать, используя представляющиеся близкими к реальным значения Z. Более того, для некоторых полупроводников данный механизм генерации дефектов может доминировать, согласно [23], над параллельно идущей ударной генерацией дефектов даже при облучении γ -квантами Co⁶⁰, если концентрация примесей в полупроводниках превышает $\simeq 3 \times 10^{17}$ см⁻³. Насколько нам известно, данные систематической проверки эффективности примесно-ионизационного механизма пока не опубликованы.

В работе [26] приведены данные о генерации свободных вакансий в алмазе при облучении электронами с энергиями во много раз ниже порога, соответствующего ударному смещению атомов углерода из узлов решетки. Вопрос о "неударных" механизмах образования дефектов в полупроводниках был рассмотрен в [6]. Милевский и Гарнык обнаружили в монокристаллах кремния эффект разделения электрическим полем первичных пар Френкеля, генерируемых при локальном облучении быстрыми электронами с энергией 2,2 МэВ [27, 28]. После облучения образцов п-типа, имевших исходную концентрацию электронов 10¹³ см⁻³, проводились измерения фотоэдс между необлученной и облученной частью по стандартной методике, используемой для определения степени однородности материала.

На рисунке 2 приведены зависимости величин фотоэдс от дозы облучения при разных условиях эксперимента. Приложение во время облучения электрического поля вдоль образца, напряженность в котором максимальна в области границы облучаемой и необлученной его частей, а также повышение его температуры во время облучения сдвигают кривую зависимости фотоэдс влево, т.е. в область меньших доз. Согласно спектральным характеристикам, фотоэдс возникала вследствие электронных переходов типа V-зона-С-зона. Характер изменения сигнала от напряженности внешнего электрического поля, приложенного к образцу во время облучения, показан на рис. 3, из которого видно, что приложение внешнего электрического поля увеличивает фотоэдс более чем на порядок. Величина фотоэдс пропорциональна градиенту удельного сопротивления [29]; следовательно, возрастание сигнала обусловлено уменьшением концентрации носителей заряда в облучаемой части образца



Рис. 2. Изменение величины объемной фотоэдс *U* в зависимости от дозы облучения φ . Плотность потока облучающих электронов 2,6 × 10¹² см⁻² с⁻¹; *T* = 300 (кривые *l*, *3*) и 100 К (*2*, *4*); *E* = 110 В (*l*, *2*) и 0 (*3*, *4*).

стороны. 10 него поля, пр границе обл можно оцени атомом крем занной" паре т.е. составля Это в десять жительно зар ляющими ти основных но наблюдалост тельной обла ных радиаци причиной, по кривых, пред жении темпе эдс качествен ниями о тери узельных ато

Рис. 3. Относительное изменение фотоэдс в зависимости от величины внешнего электрического поля ($\varphi = 3.9 \times 10^{14}$ см⁻²).

вследствие возникновения в ней радиационных дефектов. Если считать, что число быстрых электронов, необходимое для создания одной пары Френкеля, не зависит от наличия внешнего электрического поля в облучаемом образце, то приведенные экспериментальные данные позволяют утверждать, что компоненты пары — вакансия и межузельный атом — носят элементарные электрические заряды разного знака. В таком случае аннигиляция этих частиц будет сильно зависеть от электростатического взаимодействия между ними. Скачкообразное возрастание фотоэдс при достижении напряженности поля определенной величины (рис. 4) представляет собой результат торможения процесса аннигиляции первично образующихся вакансий и межузельных атомов, вследствие чего возрастает концентрация вторичных радиационных дефектов в облучаемой части образца.

Можно предположить, что аннигиляция компонент пар Френкеля происходит в изотропной среде с диэлектрической проницаемостью кремния и электрическое поле между ними и приложенное извне поле направлены в противоположные



Рис. 4. Диаграмма относительного изменения концентрации носителей заряда в облучаемой и прилегающей к ней областях. Время облучения 100 (1), 200 (2), 400 (3), 700 (4), 2000 с (5) $T \simeq 300$ К. Штриховыми линиями показаны границы облучаемой области.

стороны. Тогда, подставив значение напряженности внешнего поля, при котором начинается возрастание фотоэдс на границе облученной области, в формулу закона Кулона, можно оценить расстояние между вакансией и межузельным атомом кремния, принадлежащим одной "генетически связанной" паре Френкеля. Оно оказывается близким к 10^{-5} см, т.е. составляет несколько сотен межатомных расстояний. Это в десять раз меньше среднего расстояния между положительно заряженными атомами примеси фосфора, определяющими тип проводимости и равновесную концентрацию основных носителей в исследуемом образце. В работе [27] наблюдалось также существенное расширение фоточувствительной области. Авторы объясняют это диффузией первичных радиационных дефектов из зоны облучения. Этой же причиной, по-видимому, объясняются участки насыщения на кривых, представленных на рис. 2. Наблюдаемое при понижении температуры облучения уменьшение значений фотоэдс качественно согласуется с существующими представлениями о термической активации движения вакансий и межузельных атомов [30].

Зайцев, Вавилов и Гиппиус [26] обнаружили, что в кристаллах алмаза концентрация центров люминесценции, включающих вакансии, резко увеличивается, если энергия электронного пучка возрастает до значений 6–7 кэВ, что соответствует порогу ионизации К-оболочки атомов переходных металлов (Mn, Fe, Co), неизменно присутствующих в алмазе в качестве примесей. Согласно интерпретации авторов [26], это явление объясняется примесно-ионизационным механизмом. Из приведенных выше данных можно сделать вывод о важной роли "кулоновской неустойчивости" в полупроводниках; вопрос об эффективности этого процесса в Si заслуживает подробного исследования в дополнение к экспериментальным данным, описанным в [6].

4. Ионизационные эффекты во время ионной имплантации и их проявление в ионноимплантированных структурах

В связи с широким применением метода ионной имплантации (ИИ) в полупроводники, в первую очередь, в монокристаллический кремний [31], в последнее время возрос интерес к возможностям дополнительного воздействия на объект ИИ с целью снижения числа неизбежно возникающих дефектов структуры. С этой целью применяли "горячую" ИИ, т.е. нагрев мишени во время экспозиции, а также воздействие ультрафиолетового (УФ) излучения [32]. После получения первых положительных результатов УФ воздействия, авторы склонялись к тому, что эффект носит тепловой характер. Однако из более поздних экспериментов, описанных в [33], следует, что действие ультрафиолетового облучения на характер накопления радиационных дефектов во время ионной имплантации примесей в Si иногда носит и атермический характер.

Вопросу о влиянии ионизационных процессов на образование радиационных дефектов посвящена работа Ашерона и др. [34]. Авторы использовали в своих экспериментах ускоренные ионы со значительно различающимися энергиями, массами и степенью ионизации (зарядовым состоянием). В связи с тем, что многократно заряженные ионы имеют очень малые времена жизни, были изучены процессы смещения атомов мишеней вблизи их поверхности в материалах типа А₃В₅ и А₂В₆, а также в монокристаллах германия. В экспериментах были использованы ионы с массами M = 1 - 40 ат. ед. и энергиями от нескольких килоэлектронвольт до десятков мегаэлектронвольт. Концентрации дефектов в их зависимости от глубины проникновения ионов определялись по спектрам резерфордовского обратного рассеяния (RBS) каналирующих ионов [35]. Выход распыленного с поверхности вещества определялся по количеству осадка на пластиковых (capton) фольгах.

U(E)

U(E=0)

30

20

10

0

Для теоретических расчетов был использован метод TRIM [36]. В этом распространенном в последнее время типе программ, как и в первоначальных моделях Зейтца, а также в известной книге Динса и Виньярда [4], считается, что передача атому энергии, превышающей пороговую E_d, приводит к возникновению пары Френкеля. Согласно программам TRIM, учитывается также возможность спонтанной рекомбинации в случае, когда смещенный атом останавливается от вакансии на расстоянии менее некого предельного "рекомбинационного радиуса", ограничивающего сферу неустойчивости пары Френкеля. Столкновения с замещением (replacement collisions), а также генерация вторичных и т.п. пар Френкеля учитываются в указанной модели; точность получаемых результатов, судя по некоторым оценкам, составляет ±30 % (см., например, [30]). Результаты расчетов авторов работы [34] приведены на рис. 5. Качественно они совпадают с представлениями, развитыми значительно раньше, до возникновения современной вычислительной техники. Они дают наглядное представление о



Рис. 5. Каскады столкновений, приводящих к возникновению пар Френкеля, вычисленных по методу TRIM для кристаллов Ge, облученных ионами Ar⁺ с энергиями 50 кэB (а), 500 кэB (б) и 5 МэB (в) [34].

характере развития скоплений первичных пар Френкеля вокруг траектории внедряемого иона (черные точки). Процессы образования радиационных дефектов в полупроводниках изучали экспериментально многие авторы; в большинстве случаев наблюдалась пропорциональность между потерями энергии на ядерных столкновениях и числом возникших дефектов.

Отклонение от линейной зависимости объясняют обычно столкновениями с замещением и увеличением доли рекомбинирующих вакансий и межузельных атомов при больших удельных потерях энергии. Оба эти явления выражаются в сублинейной зависимости числа дефектов от удельных потерь энергии. Дополнительное снижение числа дефектов обусловлено взаимодействием с электронами, удаляющим часть кинетической энергии из той ее доли, которая в ином случае была бы затрачена на возникновение каскада смещенных атомов. Однако, согласно данным [37], наблюдаются случаи, когда число возникающих дефектов значительно превышает ожидаемое из вычислений по методу TRIM. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 5, позволяют считать, что ионизационные процессы играют первостепенную роль в возрастании числа возникающих дефектов. Имеет место выраженная корреляция между числом дефектов и удельным ионизационными потерями Se. Число возникающих дефектов зависит не только от значения Se, но и от вида (массы) внедренных ионов. Возможно, что имеют место различия в вероятности рекомбинации компонент пар Френкеля, так как каскады смещений становятся более плотными по мере возрастания массы ионов. К сожалению, пока недостаточно изучены зависимости числа дефектов от наличия примесей в кристаллах, изученных авторами [34]. В связи с этим преждевременно обсуждать возможности влияния на процессы возникновения дефектов примесно-ионизационных механизмов [25] и других процессов, которые обсуждались выше, а также в [16].

Согласно интерпретации авторами работы [34] их экспериментальных результатов, важную роль играет влияние потери атомами имплантируемого материала валентных электронов во время развития каскада столкновений. Число образующихся дефектов увеличивается в определенных условиях почти в 1,6 раза. По мнению авторов, это явление представляет собой следствие снижения значений энергий смещения для ионизованных атомов. Эксперименты, проведенные с кристаллами GaP, другими материалами семейства A_3B_5 и ZnSe (группа A_2B_6), свидетельствуют о наличии эффекта, в то время как в элементарных полупроводниках (Ge, Si) авторами [35] он не был обнаружен.

Как было указано выше, для того чтобы исключить влияние интенсивной рекомбинации (аннигиляции) дефектов в ходе и после окончания развития каскадов смещений были проведены исследования эффектов распыления с поверхности бомбардируемых ионами мишеней. Авторы полагают, что данные о распылении предоставляют наиболее прямую информацию о первоначальной "столкновительной" части развития каскада смещенных атомов до начала влияния тепловых (скорее, квазитепловых) эффектов. Подробные сведения о процессах распыления, активируемых ионными пучками, содержатся в книге [38], а также в [39]. Схема процессов взаимодействия ускоренных ионов с твердым телом приведена на рис. 6. В опытах Ашерона и др. [34] потери энергии на возбуждение электронной подсистемы изменены путем вариации энергии бомбардирующих мишень (монокристалл Ge) ионов. Полный выход распыленных атомов Ge определяли, интегрируя данные об их угловом распределении. Сопоставление теории с экспериментальными данными показывает, что процессы ядерных столкновений описывают фактические результаты лишь при энергиях ионов ниже примерно 10 кэВ. При более высоких энергиях, когда ионизационные потери энергии иона становятся существенными, экспериментально определенные значения выхода распыленного вещества превышают предска-



Рис. 6. Виды взаимодействия ионов с твердым телом [39]: 1 — рассеяние ионов на атомах, 2 — поверхностные дислокации, 3 — внутренние дислокации, 4 — физическое распыление, 5 — ионная имплантация, 6 — химическое распыление, 7 — перенос заряда, 8 — адсорбция ионов, 9 — эмиссия электронов, 10 — эмиссия поверхностных ионизированных ионов.

зание теории. Увеличение выхода можно также учесть, вводя при вычислениях по программе TRIM уменьшенную энергию связи атомов на поверхности и в объеме кристалла. Наиболее вероятно, что уменьшение энергии межатомных связей в объеме кристалла обусловлено внутренней ионизацией, т.е. освобождением валентных электронов внутри возбужденного кристалла.

5. Заключение

Вопрос о механизмах образования дефектов в полупроводниках, подвергнутых воздействию ионизирующих излучений, а также приведенных в неравновесное состояние иными воздействиями, требует дальнейшего изучения и, по мнению автора, останется актуальным в будущем.

Список литературы

- 1. Вавилов В С *УФН* **165** 591 (1995)
- Мильвидский М Г, Освенский В Б Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников (М.: Металлургия, 1984)
- 3. Вавилов В С, Киселев В Ф, Мукашев Б Н Дефекты в кремнии и на его поверхности (М.: Наука, 1990)

- Динс Дж, Виньярд Дж Радиационные эффекты в твердых телах (М.: Изд-во иностр. лит., 1960)
- 5. Вавилов В С и др. Радиационные методы в твердотельной электронике (М.: Радио и связь, 1990)
- Вавилов В С, Кив А Е, Ниязова О Р Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках (М.: Наука, 1981)
- Болтакс Б И Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках (Л.: Наука, 1972)
- Атомная диффузия в полупроводниках (Под ред. Д. Шоу) (М.: Мир, 1975)
- 9. Barnch P, Pfister J. Rad. Damage in Solids (Vienna: Int. Atomic Energy Agency, 1963) Vol. III, p. 43
- 10. Bourgoin J, Corbett J Phys. Lett. 135 (1) 38 (1972)
- 11. Weiser K Phys. Rev. 126 1427 (1962)
- Оксенгендлер Б Л Письма в ЖЭТФ 24 12 (1976); Прикладная ядерная физика. Мат. конф. молодых ученых. Апрель 1971 г. (Ташкент: Фан, 1973), с. 221
- 13. Hustrulid A, Kusch P, Tate J T Phys. Rev. 54 1037 (1938)
- 14. Platzman R, in *Symp. on Radiobiology* (New York: Wiley, 1952) p. 97
- 15. Varley J J. Nucl. Energy I 130 (1954)
- 16. Elango M, Kiv A E Cryst. Latt. Def. and Amorph. Mat. J. 11 305 (1986)
- 17. Chadderton L T, Morgan D V, Torrens I Mc C Phys. Lett. 20 329 (1966)
- 18. Искендерова 3 и др. ФТП 7 1775 (1973)
- 19. Norris C B J. Appl. Phys. 43 4060 (1972)
- 20. Mooney P M, Bourgoin J C Phys. Rev. B 29 1962 (1984)
- 21. Klinger M, Mashovets T Cryst. Latt. Def. J. 9 113 (1981)
- 22. Mashovets T V, Emtsev V V Physica B 116 537 (1983)
- 23. Витовский Н и др. ФТП **13** 925 (1979)
- 24. Oak A et al. Rad. Eff. Lett. A 86 1 (1983)
- 25. Карпов В, Клингер М ФТП 12 1887, 2495 (1978)
- 26. Вавилов В С, Гиппиус А А, Конорова Е А Электронные и оптические процессы в алмазе (М.: Наука, 1985)
- 27. Милевский Л С, Гарнык В С ДАН СССР 246 307 (1979)
- 28. Милевский Л С Кристаллография 6 (2) (1961)
- Бонч-Бруевич В Л, Калашников С Г Физика полупроводников (М.: Наука, 1977)
- Вавилов В С, Кекелидзе Н П, Смирнов Л С Действие излучений на полупроводники (М.: Наука, 1988)
- 31. Вавилов В С, Челядинский А Р УФН 165 347 (1995)
- Ерохин Ю Н, Итальянцев А Г, Мордкович В Н Письма в ЖТФ 9 835 (1988)
- Danilin A B, Erokhin Yu N, Mordkovich N V Nucl. Instrum. Methods B 69 268 (1992)
- 34. Ascheron C et al. Nucl. Instrum. Methods B 80/81 3 (1993)
- 35. Ascheron C et al. Nucl. Instrum. Methods B 64 203 (1992)
- Brersack J, Hullmark L Nucl. Instrum. Methods 174 257 (1980); Ziegler J et al. The Stopping and Range of ions in Solids (New York: Pergamon, 1985)
- 37. Ascheron C et al. Nucl. Instrum. Methods B 64 706 (1992)
- Восилюс И, Пранявичюс Л Процессы на поверхности твердых тел, активируемые ионными пучками (Вильнюс: Мокслас, 1987)
- Броудай И, Мерей Дж Физические основы микротехнологии (М.: Мир, 1985)

Atomic migration and defect concentration and structure changes due to electronic subsystem excitations in a semiconductor

V.S. Vavilov

P.N. Lebedev Institute of Physics, Russian Academy of Sciences, Leninskiĭ prosp. 53, 117924 Moscow, Russia Tel. (7-095) 135-05 51. Fax (7-095) 938-22 51

Exciting the electronic subsystem of a semiconductor via ionization (photoionization) by charged particles or, alternatively, injecting nonequilibrium charge carriers into the semiconductor stimulate atomic migration and add new structural defects as well as modifying the nature of those present. These effects change the major electrical and physical parameters of semiconductors, in particular of those crucial for modern solid state electronics. The current data on the subject are presented and discussed.

PACS numbers: 66.30.Fq; 66.30.Lw, 66.90.+r, 78.50.Ge

Bibliography — 39 references