

вать составляющие, которые соответствуют частотам релаксационных колебаний и кратны им. Это связано с тем, что для синхронизации мод могут использоваться электрооптические модуляторы, помещенные в согласующий контур, добротность которого обычно ниже, чем добротность акустооптических модуляторов, а полоса пропускаемых частот выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuizenga D. J., Siegman A. E.— IEEE J. Quant. Electrons., 1970, v. QE-6, p. 694.
2. Miyashita T., Ikenoue J.— Jap. J. Appl. Phys., 1976, v. 15, № 1, p. 99.
3. Kuizenga D. J., Siegman A. E.— IEEE J. Quant. Electron., 1970, v. QE-6, p. 709.
4. Данилов В. А., Зенченко С. А.— Квантовая электроника, 1978, т. 5, с. 2447.
5. Гейсик, Бриджес, Панков.— ТИИЭР, 1970, т. 58, с. 18.
6. Danielmeyer H. G.— J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 4014.

Поступила в редакцию
04.12.80.

НИИ ПФП

УДК 621.315.592

Л. А. КАЗАКЕВИЧ, В. И. КУЗНЕЦОВ, П. Ф. ЛУГАКОВ,
Т. А. ЛУКАШЕВИЧ, В. В. ШУША

ОБРАЗОВАНИЕ И ОТЖИГ ТОЧЕЧНЫХ И ГРУППОВЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ РАЗЛИЧНОГО ИСХОДНОГО СОВЕРШЕНСТВА

Изучались процессы образования и отжига радиационных дефектов (РД) в зонном и тянутом кремнии *n*- и *p*-типа с различной концентрацией легирующих ($1 \cdot 10^{12} \div 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и остаточных ($5 \cdot 10^{14} \div 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) примесей и плотностью дислокаций $N_D = 1 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Облучение вели гамма-квантами ^{60}Co и тормозного спектра ($E_M = 100 \text{ МэВ}$), электронами ($E_e = 2 - 100 \text{ МэВ}$), протонами ($E_p = 16 \div 8600 \text{ МэВ}$), реакторными нейтронами. Измерялись температурные и дозовые зависимости коэффициента Холла, холловской подвижности (μ_H) и времени жизни носителей заряда (τ), а также инжекционные зависимости τ . Из их анализа определены энергетический спектр уровней вводимых облучением РД, температуры и энергии активации их отжига ($t_{\text{отж}}$, $\Delta E_{\text{отж}}$), коэффициенты захвата электронов (C_n) и дырок (C_p), а также зависимости начальных скоростей введения РД от энергии бомбардирующих частиц и примесного состава кристаллов. На основании результатов экспериментов и машинного моделирования кинетики накопления РД методом квазихимических реакций с учетом литературных данных сделаны заключения о природе основных компенсирующих, рассеивающих и рекомбинационных РД. Так, при всех видах облучения происходит образование комплексов кислород — углерод — дивакансия ($\text{C} - \text{O} - \text{W}$); бор — дивакансия ($\text{B} - \text{W}$); $\text{A} - (\text{O} - \text{V})$, E — центров ($\text{P} - \text{V}$), междоузельного углерода (C_I), дивакансий (W). В таблице приведены определенные нами параметры этих РД. В зависимости от энергии и вида бомбардирующих частиц (энергии E_a первично выбитого атома — ПВА) РД могут быть точечными, равномерно распределенными в объеме кристалла (облучение гамма-квантами ^{60}Co , электронами с $E_e \leq 10 \text{ МэВ}$) или входить в состав групповых структурных нарушений (области скопления дефектов — ОСД), создаваемых гамма-квантами тормозного спектра, нейтронами, протонами, электронами с $E_e > 10 \text{ МэВ}$. Учитывая энергетический спектр (см. таблицу) уровней дивакансий, их накоплением можно объяснить *n* — *p* конверсию типа проводимости и стабилизацию уровня Ферми (E_F) у $E_v + (0,48 \pm 0,02) \text{ эВ}$, как это наблюдается на опыте при облучении зонного *n*-кремния протонами и нейтронами, когда за счет каскадного механизма дефектообразования дивакансия эффективно об-

Параметры радиационных дефектов в кремнии

Уровни, эВ	$T_{отж}, ^\circ\text{C}$	$\Delta E_{отж}, \text{эВ}$	$C_n, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$C_p, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	Природа
$E_v + 0,35$	350—420	$1,8 \pm 0,1$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$(\text{C—O—W})^+$
$E_c - 0,47$			$5 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$(\text{C—O—W})^-$
$E_v + 0,28$	80—150	$0,8 \pm 0,1$	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$5,3 \cdot 10^{-9}$	$(C_i)^+$
$E_v + 0,21$	350—400	$1,7 \pm 0,05$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	—	$(\text{B—W})^+$
$E_v + 0,27$	250—300	$1,25 \pm 0,05$	$1,3 \cdot 10^{-8}$	$2,6 \cdot 10^{-10}$	$(W)^+$
$E_c - 0,40$			$8,6 \cdot 10^{-9}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$(W)^-$
$E_c - 0,17$	300—350	$1,6 \pm 0,05$	—	$8,0 \cdot 10^{-7}$	$(\text{O—V})^-$
$E_c - 0,43$	150—200	—	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$(\text{P—V})^-$

разуется как первичный РД. В таком случае так называемое «предельное» положение $E_F = E_v + 0,39$ эВ [1, 2], которое имеет место при облучении гамма-квантами Co^{60} и электронами разных энергий, связано с образованием, помимо дивакансии, какого-то другого многозарядного РД, в состав которого, вероятно, входят атомы углерода. Подчеркнем, что независимо от вида бомбардирующих частиц, степени легирования и метода выращивания кристаллов кремния при длительном облучении достигается предельное положение E_F у середины запрещенной зоны, связанное с накоплением собственных структурных нарушений вакансионного и междоузельного типов.

Скорости введения А-, Е-центров и междоузельного углерода существенно уменьшаются с ростом плотности дислокаций (почти на порядок при $N_D = 1 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$). При этом вероятность взаимодействия вакансий с дислокациями, как следует из оценок, примерно в $5,3 \cdot 10^3$ больше, чем с атомами кислорода, а вероятность взаимодействия междоузельных атомов с дислокациями в $4 \cdot 10^3$ выше, чем с атомами углерода. Это свидетельствует об определяющей роли полей упругих напряжений вокруг дислокаций, под воздействием которых генерируемые облучением вакансии и междоузельные атомы притягиваются к дислокациям, где они либо исчезают на краю лишней полуплоскости, либо аннигилируют между собой. Возможно также комплексобразование первичных РД с примесными атомами и между собой вблизи дислокаций, что приводит к некоторому увеличению эффективности введения комплексов кислород — углерод — дивакансия в дислокационных кристаллах, а также к независимости скорости введения дивакансий от плотности дислокаций. Следует отметить еще одну особенность радиационного дефектообразования в дислокационном кремнии: ОСД в таком материале образуются преимущественно вблизи дислокаций, на что указывают эксперименты по изучению изменения μ_n в дислокационном кремнии, содержащем ОСД, а также данные по влиянию дислокаций на накопление основных РД.

Вводимые облучением ОСД, как следует из анализа результатов эксперимента, состоят из центральной части (ядра) и периферии. Последнюю формируют комплексы первичных РД с примесными атомами, тогда как ядро образуется преимущественно из собственных дефектов структуры (вакансионных и междоузельных ассоциаций типа дивакансий, димеждоузлий и др.). Размеры ядер и периферии ОСД зависят от температуры облучения, E_a и содержания примесей в кристаллах. Так, размеры периферийной части и ядра ОСД уменьшаются при увеличении концентрации легирующих и технологических примесей. Расчеты дают, например, что в тянутом *n*-кремнии (концентрация кислорода $N_O \approx 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) радиус (R) оболочки, которую образуют А-центры, примерно равен $8 \cdot 10^3 \text{ \AA}$ (облучение протонами 660 МэВ при $t \approx 20^\circ\text{C}$), тогда как в идентичных ($n_0 = 1 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) зонных кристаллах (концентрация углерода $N_C \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) R оболочки, сформированной в

основном дефектами, включающими в свой состав углерод (РД с уровнем $E_c = 0,17$ эВ) составляет величину около $(1,5 \div 2) \cdot 10^4$ Å. Радиус ядер ОСД в этих же кристаллах при таком облучении равен соответственно $(1 \div 2) \cdot 10^3$ и $(2 \div 3) \cdot 10^3$ Å. Протоны с энергией 10—50 МэВ (E_a здесь близко к пороговой энергии для образования ОСД) создают ОСД с ядрами значительно меньших размеров и нейтральной частью в них. ОСД с увеличением температуры облучения вначале увеличиваются ($t_{обл} < 400$ °C), что объясняется возрастанием миграции из ядра первичных РД, а затем ($t_{обл} > 400$ °C) — уменьшаются из-за снижения эффективности введения РД, формирующих периферийную часть ОСД, и увеличения аннигиляции первичных РД. Для выяснения природы РД, входящих в состав ядер ОСД, были изучены процессы перестройки дефектов при отжиге сильнооблученных (ядра ОСД перекрыты) кристаллов. Эти эксперименты позволили установить энергетический спектр уровней и температурный интервал устойчивости ряда дефектов, большинство из которых являются акцепторными многовакансионными комплексами (МВК), эффективно образующимися при «горячем» ($t_{обл} = 400\text{—}700$ °C) облучении: $E_v + 0,29$ (400—650 °C), $E_v + 0,32$ (500—750 °C), $E_v + 0,22$ (500—750 °C), $E_v + 0,15$ (500—800 °C), $E_v + 0,10$ (600—750 °C) и $E_c = -0,24$ эВ (450—800 °C). Кроме МВК, в состав ядер ОСД входят также димеждоузлия (Si—В3-центры), вносящие в запрещенную зону акцепторный ($E_c = 0,40$ эВ) и донорный ($E_v + 0,35$ эВ) уровни и отжигающиеся при $t = 300 \div 500$ °C.

Дефекты, из которых состоят ОСД, являются эффективными центрами рекомбинации (РЦ) неравновесных носителей заряда (ННЗ). В зависимости от условий эксперимента изменяется вклад отдельных РД в процессы рекомбинации. При низком уровне возбуждения ($\Delta n/n_0 < 10^{-2}$) и температурах $T \gtrsim 250$ К доминирующими РЦ в кристаллах, содержащих ОСД, являются дивакансии. При рекомбинации носителей на ОСД имеет место ряд особенностей, для интерпретации которых были предложены модели [3, 4], учитывающие наличие потенциальных барьеров Ψ вокруг ОСД. Эти модели рекомбинации позволили качественно объяснить высокую чувствительность τ к уровню возбуждения ННЗ. Однако экспериментально полученные нами аномально высокие значения эффективных коэффициентов захвата неосновных ННЗ ($C_p^*, C_n^* = 3 \cdot 10^{-6}$ см³ · с⁻¹) на уровне дивакансии в ОСД и слабая зависимость C_p^*, C_n^* от величины ψ , а тем самым и зависимость K_τ от степени легирования кристаллов не могут быть описаны в рамках известных моделей [3, 4]. В связи с этим нами проанализированы процессы рекомбинации ННЗ на ОСД и разработана модель с учетом следующих предположений.

1. Из-за захвата неосновных ННЗ полем ОСД скорость рекомбинации на дефектах в ОСД увеличивается в $K_s = V_{опз} \cdot V_{осд}^{-1}$ раз по сравнению со скоростью рекомбинации на таком же числе равномерно распределенных по кристаллу дефектов.

2. Рекомбинация ННЗ происходит в области внутреннего заряда ОСД.

3. Размеры ОСД $r \ll L_p^K$ диффузионной длины ННЗ в ОСД.

4. Доля объема, занимаемая ОСД $f \ll 1$.

5. Расстояние между соседними ОСД $R \ll L_p^M$ диффузионной длины ННЗ в матрице. Решив систему кинетических уравнений, получаем:

$$\tau = \frac{C_n^* (n_0 + n_1^* + \Delta n) + C_p^* (p_0 + p_1^* + \Delta p)}{MC_n^* C_p^* (n_0 + p_0 + \Delta n)},$$

где $C_n^* = C_n \alpha_n K_s$; $C_p^* = C_p \alpha_p K_s$; $\alpha_p = \exp\left(-\frac{\psi}{kT}\right)$; $\alpha_n = \exp\left(-\frac{\psi}{kT}\right)$; $n_1^* = n_1 \alpha_p$; $p_1^* = p_1 \alpha_n$; $V_{осд}$ и $V_{опз}$ — объемы областей внутреннего и внешнего заряда ОСД. Из оценок следует, что для n — Si с $n_0 = 1 \cdot 10^{13} \div 4 \cdot 10^{14}$ см⁻³ при $T = 330$ К ψ изменяется в пределах 0,01—0,06 эВ, а

K_S соответственно от 13 до 2. С учетом этих данных, энергетического спектра уровней РЦ, скоростей их введения и коэффициентов захвата ННЗ на них удалось на основании предложенной модели удовлетворительно описать (качественно и количественно) экспериментально получаемые зависимости $\tau(T)$, $\tau\left(\frac{\Delta n}{n_0}, \frac{\Delta p}{p_0}\right)$, $K_\tau(n_0, p_0)$ [5, 6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Конозенко И. Д., Семенюк А. К., Хиврич В. Т.—Phys. Stat. Sol. 1969, v. 35, N 2, p. 1043.
2. Kholodar G. A., Vinetskii—Phys. Stat. Sol. (a), 1975, v. 30, N 1, p. 47.
3. Curtis O. L., Germano C. A.—IEEE Trans. Nucl. Sci., 1967, v. NS-17, N 6, p. 68.
4. Коноплева Р. Ф., Юферев А. А.—ФТП, 1975, т. 9, № 3, с. 413.
5. Лугаков П. Ф., Ткачев В. Д., Шуша В. В.—ФТП, 1979, т. 13, № 5, с. 875.
6. Лугаков П. Ф., Шуша В. В.—ФТП, 1979, т. 13, № 9, с. 1739.

Поступила в редакцию
29.12.80.

НИИ ПФП

УДК 612.014.1

В. П. ЗОРИН, А. В. ТИМОШЕНКО, С. Н. ЧЕРЕНКЕВИЧ

ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ ИОНОВ H^+ В КЛЕТОЧНЫХ СУСПЕНЗИЯХ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫМ СПОСОБОМ

Для определения концентрации ионов водорода внутри клеток (pH_i) применяются различные методы [1—7]. Микроэлектродная техника используется обычно при измерении pH_i или изменений этой величины в клетках достаточно больших размеров [2]. Использование спектрофотометрических методов [3] нежелательно вследствие низкой точности измерений. В экспериментах со сравнительно большим числом клеток pH_i можно найти, измеряя распределение ионов слабых кислот и оснований между внутриклеточным и внеклеточным водными объемами [4, 5]. Этот метод требует постоянного контроля за величиной внутриклеточного объема, весьма чувствительного к изменению солевых условий среды. В ряде исследований использованы флуоресцентные методы с применением производных флуоресцеина [6, 7], в частности, ряда конъюгатов изотиоцианата флуоресцеина. Последним способом можно воспользоваться при исследовании процессов в лимфоидных клетках, которые сопровождаются изменением pH_i . В данной работе описывается метод измерения pH_i с помощью ФИТЦ-меченой иммуноглобулиновой сыворотки (ИГ-ФИТЦ).

Материал и методика

Исследовали клетки тимуса самок крыс, иммунизированных сывороточным альбумином человека (срок иммунизации 3—10 дней). Клеточные взвеси получали аналогично методу [8]; pH раствора меняли, используя фосфатный буфер с низкой ионной силой ($\mu=0,02$). Значение pH контролировали с помощью pH -метра « pH -262» (точность 0,01 ед. pH).

Суспензию клеток, к которой добавляли раствор ИГ-ФИТЦ с получением конечной концентрации 0,1 мг/мл, инкубировали при 37 °С, а затем трижды отмывали раствором Хэнкса (центрифугирование 10 мин при 500g). Полученный препарат клеток немедленно использовали для измерений. Концентрация клеток в исследованных образцах $1—3 \cdot 10^6$ кл/мл.

Флуоресцентные характеристики измеряли на установке, описанной ранее [9]. Интенсивность флуоресценции определяли при длине волны $\lambda=520$ нм. Для исследования спектров поглощения применяли спектрофотометр «SPECORD-UV VIS».

Все измерения проведены при комнатной температуре. В работе использованы препараты и реактивы отечественного производства.