

на то, что диффузия носителей из барьеров в квантовые ямы усиливается с увеличением плотности носителей.

В заключение проведены исследования кинетики фотолуминесценции  $\text{CP GaAs-GaAlAs}$  в пикосекундной шкале времени при плотности фотовозбужденных квазичастиц вблизи порога перехода Мотта. Показано, что наряду с экранированием квазидвумерных экситонов электронно-дырочной плазмой при ее плотности  $n_{2D} \geq 4.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  возможно и самоэкранирование в газе экситонов при несколько меньших скоростях генерации неравновесных квазичастиц.

Авторы выражают признательность Д. Хулин, Й.-Л. Оудару за обсуждение результатов и Х.-Г. Брюлю за рентгеноскопические исследования образца.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Göbel E. O., Kuhl J., Höger R. J. — *Luminesz.*, 1985, v. 30, p. 541—550.
- [2] Ryan J. F. — *Physica*, 1984, v. 127B, N 3, p. 343—348.
- [3] Das Sarma S., Mason B. A. — *Phys. Rev. B*, 1986, v. 33, N 2, p. 1418—1419.
- [4] Shank C. V., Fork R. L., Yen R., Shah J., Greene B. I., Gossard A. C., Weisbuch C. — *Sol. St. Commun.*, 1983, v. 47, N 12, p. 981—983.
- [5] Knox W. H., Hirlimann C., Miller D. A. B., Shah J., Chemla D. S., Shank C. V. — *Phys. Rev. Lett.*, 1986, v. 56, N 11, p. 1191—1193.
- [6] Hulin D., Mysyrowicz A., Antonetti A., Migus A., Masselink W. T., Morkoc H., Gibbs H. M., Peyhambarian N. — *Phys. Rev. B*, 1986, v. 33, N 6, p. 4389—4391.
- [7] Юршенас С., Латинис В., Стяпанкявичюс В. — *Лит. физ. сб.*, 1988, т. 27, № 1.
- [8] Schmitt-Rink S., Ell C., Koch S. W., Schmidt H. E., Haugh N. — *Sol. St. Commun.*, 1984, v. 52, N 2, p. 123—125.
- [9] Landsberg P. T., Adams M. J. — *IEE Proc.*, 1986, v. 133, p. 118.
- [10] Nakamura A., Fujiwawa K., Tokuda Y., Nakayma T., Hirai M. — *Phys. Rev. B*, 1986, v. 34, p. 9019.

Вильнюсский государственный университет  
им. В. Капсукаса

Получено 7.05.1988  
Принято к печати 26.07.1988

ФТП, том 22, вып. 12, 1988

## ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ НА НАКОПЛЕНИЕ А-ЦЕНТРОВ В ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В КРЕМНИИ

Бобрикова О. В., Герасименко Н. Н., Стась В. Ф.

В работах [1-4] установлено, что воздействие электрического поля напряженностью  $E=10^4 \div 10^5$  В/см приводит к уменьшению эффективности введения таких радиационных дефектов (РД), как А-центры (комплекс вакансия—кислород) в кремнии. Данный эффект связывают с двумя основными механизмами: дрейфом и изменением зарядового состояния наиболее подвижных компонентов комплекса — вакансий в электрическом поле. В работе [3] сделана попытка выделить доминирующий механизм воздействия электрического поля на процессы радиационного дефектообразования. Предполагалось, что если основной причиной изменения концентрации РД является дефицит вакансий за счет их дрейфа в электрическом поле, то понижение температуры облучения замедлит дрейф (уменьшится подвижность вакансий) и эффективность введения РД будет стремиться к своему значению в нейтральном объеме полупроводника. Однако эксперимент [3] показал следующее. С понижением температуры облучения  $T_{\text{обл}}$  происходило еще большее уменьшение эффективности введения РД в ОПЗ (область пространственного заряда) по сравнению с квазинейтральным объемом базы исследуемых  $p^+ - n$ -структур, причем не во всем диапазоне  $T_{\text{обл}} = 300 \div 78$  К, а при  $T_{\text{обл}} = 180 \div 160$  К. Такой ход температурной зависимости и интервал  $180 \div 160$  К изменения эффективности введения РД не объяснялись дрейфом вакансий из ОПЗ. Поэтому авторы [3] пришли к выводу, что определяющим

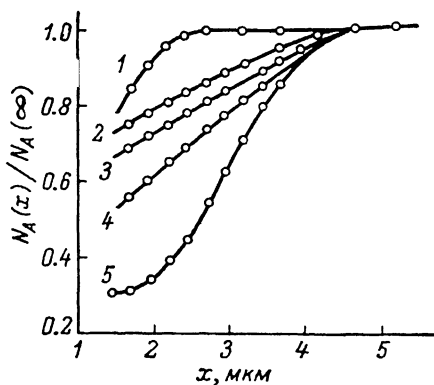
является второй механизм — изменение постоянных скоростей реакций аннигиляции и комплексообразования вследствие изменения зарядового состояния дефектов в электрическом поле [5].

Зарядовое состояние дефектов зависит от концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике. Одним из способов его изменения является облучение потоком частиц различной интенсивности. Поэтому в данной работе изучалось влияние интенсивности облучения на накопление А-центров в области пространственного заряда кремниевых диодных структур.

$p^+ - n$ -Переходы создавались на материале КЭФ-4.5 диффузией бора на глубину  $2 \div 3$  мкм. Радиационные дефекты вводились облучением электронами с энергией  $E = 3.5$  МэВ на импульсном ускорителе «Микроотрон». Частота следования импульсов  $\omega = 100$  Гц, длительность одного импульса  $\Delta t = 3$  мкс, температура облучения  $T_{обл} = 78$  К, доза  $\Phi = 10^{15}$  см $^{-2}$ , средняя плотность потока электронов варьировалась в пределах  $j = 3 \cdot 10^{-8} \div 2 \cdot 10^{-7}$  А/см $^2$ . Величина напряженности электрического поля  $E_{max} = 3.8 \cdot 10^4$  В/см и толщина ОПЗ  $d_{ОПЗ} = 5.2$  мкм

Относительные изменения концентрации А-центров в базе  $p^+ - n$ -структур после облучения электронами  $\Phi = 10^{15}$  см $^{-2}$ .

$T_{обл} = 78$  К; средняя плотность потока электронов  $j$ , А/см $^2$ : 1 —  $3 \cdot 10^{-8}$ , 2 —  $2 \cdot 10^{-7}$ , 3 —  $8 \cdot 10^{-8}$ , 4 —  $5 \cdot 10^{-8}$ , 5 —  $3 \cdot 10^{-8}$ ;  $U$ , В: 1 — 0; 2 — 5 — 20.



задавались внешним напряжением  $U = 20$  В, прикладываемым к структурам в процессе облучения. После облучения измерялись профили распределения концентрации А-центров методом DLTS [6]. Данные по относительному изменению концентрации А-центров представлены на рисунке. Концентрация А-центров в квазинейтральном объеме принята за единицу. Относительная погрешность измерения составляла  $\pm 2\%$ .

После облучения дозой  $\Phi = 10^{15}$  см $^{-2}$  в квазинейтральном объеме базы концентрация А-центров составляла  $N = (1 \pm 0.1) \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ , зависимости от интенсивности облучения в исследуемом диапазоне  $j = 3 \cdot 10^{-8} \div 2 \cdot 10^{-7}$  А/см $^2$  не наблюдалось (аналогичные результаты для данных  $j$  получены и в работе [7]). В структурах, облучаемых без смещения, также не наблюдалось заметного изменения концентрации А-центров с ростом интенсивности облучения (см. рисунок, кривая 1).

Воздействие электрического поля приводило к уменьшению эффективности введения А-центров в ОПЗ по сравнению с квазинейтральным объемом базы. В структурах, облучаемых при обратном смещении, с ростом интенсивности облучения эффективность введения А-центров в ОПЗ увеличивалась, однако не превышала своего значения в квазинейтральном объеме.

Экспериментальные данные не связаны с модуляцией ширины ОПЗ при изменении интенсивности облучения. На это указывает тот факт, что для всех  $j$  зависимости относительного изменения концентрации А-центров по глубине выходят на насыщение при одном и том же  $x = d_{вст}$ , сравнимым с шириной ОПЗ. В работах же [3] было показано, что величина  $d_{вст}$  определяется напряжением  $U$  на  $p^+ - n$ -переходе. С падением  $U$ ,  $d_{вст}$  уменьшается. В данном случае  $d_{вст}$  — постоянная величина. Поэтому можно считать, что формирование профиля А-центров для всех  $j$  происходило при постоянном значении  $U$  на  $p^+ - n$ -переходе, и связывать зависимость эффективности введения А-центров от плотности потока электронов только с изменением концентрации генерируемых облучением неравновесных носителей заряда.

При анализе полученных зависимостей допустим, что уменьшение эффективности введения А-центров в электрическом поле связано с дефицитом вакансий за счет их дрейфа из ОПЗ (характер распределения — уменьшение кон-

центрации А-центров в ОПЗ показывает, что это должен быть дрейф положительно заряженной вакансии  $V^+$  в направлении к  $p^+$ -области). В этом случае изменение эффективности введения А-центров в ОПЗ с ростом интенсивности облучения связано либо с изменением дрейфовой длины  $L_{др}$  вакансий, либо с изменением концентрации участвующих в дрейфе  $V^+$ .

1. Допустим, что изменение эффективности введения А-центров в ОПЗ связано с изменением дрейфовой длины  $L_{др}$  вакансий:

$$L_{др} = \frac{q}{kT} E L_{диф}^2 = \frac{q}{kT} E D_v \tau_v, \quad (1)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля,  $L_{диф}$  — диффузионная длина,  $\tau_v$  — время дрейфа,  $D_v$  — коэффициент диффузии вакансии. Иными словами, считая коэффициент диффузии вакансий не зависящим от интенсивности облучения, предположим, что с ростом  $j$  уменьшается время дрейфа вакансий в состоянии  $V^+$  (увеличиваются концентрация неравновесных носителей заряда, соответственно темп перезарядки дефектов и эффективное время жизни  $V$  в состоянии  $V^+$ ). Но если время дрейфа  $V^+$  зависит от концентрации неравновесных носителей заряда, то оно сравнимо со временем существования самих неравновесных носителей  $\tau$ . Поэтому в качестве оценки  $\tau_v$  примем  $\tau$  и найдем  $L_{др}$ , используя соотношение (1).

Коэффициент диффузии вакансии описывается выражением

$$D_v = D_0 \exp(-E_a/kT). \quad (2)$$

Для положительно заряженной вакансии в литературе приводятся два значения энергии активации миграции:  $E_a = 0.33$  [8] и  $0.48$  эВ [9];  $D_0 = 1.8 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с [9]. При  $T = 78$  К и минимальном из известных значений энергий активации миграции  $E_a = 0.33$  эВ получим  $D_v = 7.76 \cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup>/с.

Время восстановления равновесного состояния в  $p^+$ - $n$ -структуре после окончания импульса облучения можно измерить непосредственно по спаду ионизационного тока в электрической цепи либо оценить, зная равновесное значение тока через  $p^+$ - $n$ -переход (при  $U = 20$  В  $j \leq 5 \cdot 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>) и временную зависимость ионизационного тока [10]:

$$j(t) = qAGT \left( \sqrt{D_n} \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) + \sqrt{D_p} \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right) \frac{1}{\sqrt{\pi t}}, \quad (3)$$

где  $A$  — площадь  $p^+$ - $n$ -перехода,  $GT$  — плотность генерируемых за время  $\Delta t_{ин}$  носителей заряда,  $D_n$ ,  $\tau_n$ ,  $D_p$ ,  $\tau_p$  — коэффициент диффузии, время жизни электронов и дырок соответственно.

При  $\tau_n \approx \tau_p = (1 \div 2) \cdot 10^{-6}$  с для данных структур время восстановления равновесного состояния не превышает 30 мкс.

Таким образом, при  $T = 78$  К и максимальном значении напряженности электрического поля  $E = 3.8 \cdot 10^4$  В/см получим  $L_{др} \approx 10^{-20}$  см, т. е. дрейф  $V^+$  следует исключить.

2. Допустим, что  $L_{др}$  не зависит от  $j$  (время жизни  $V$  в состоянии  $V^+$  достаточно велико, чтобы осуществить дрейф вакансий из ОПЗ), но рост интенсивности облучения за счет процессов перезарядки уменьшает концентрацию участвующих в дрейфе  $V^+$ . В этом случае, чтобы осуществить дрейфовое движение вакансий  $V^+$  на расстояние, сравнимое с 1 мкм при данном коэффициенте диффузии и  $T = 78$  К, необходимо время  $\tau_{др} = kTL_{др}/qED \approx 10^{11}$  с, что значительно превышает время, в течение которого структуры находились при обратном смещении.

Таким образом, из приведенных оценок ясно, что допущение об изменении концентрации положительно заряженных вакансий и ОПЗ вследствие дрейфа не реализуется при низких температурах. Следовательно, либо предположение о доминирующей роли дрейфа вакансий из ОПЗ в формировании профиля РД является неверным (работает второй механизм — изменение постоянных скоростей реакций комплексообразования и аннигиляции), либо диффузионный процесс не подчиняется закону Аррениуса и коэффициент диффузии  $D_v$  зависит от интенсивности облучения. Это означает следующее. В ОПЗ часть вакансий

$N_1$  изменяет зарядовое состояние вследствие эмиссии носителей заряда с уровня. Это вызывает изменение постоянных скоростей реакций комплексообразования [5] и обуславливает разницу в концентрации А-центров вне и в ОПЗ. Рост интенсивности облучения увеличивает концентрацию свободных носителей заряда. Для квазинейтральной области эта добавка не превышает значения равновесной концентрации носителей заряда, т. е. в данном диапазоне  $j=3 \times 10^{-8} \div 2 \cdot 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup> зарядовое состояние дефектов не изменяется. В ОПЗ же увеличивается вероятность захвата свободных носителей заряда на дефект;  $N_1$  уменьшается. Соответственно концентрация А-центров в ОПЗ приближается к своему значению в квазинейтральном объеме.

Если же не выполняется Аррениусовский закон диффузии, мы вправе допустить атермическую миграцию дефекта. К настоящему времени описано значительное количество механизмов радиационно-стимулированной диффузии [11]. В обзоре [12] допускается движение вакансий при ее перезарядке, не зависящее от температуры. Коэффициент диффузии в этом случае зависит от числа актов перезарядки, следовательно от концентрации электронов и дырок. При облучении в ОПЗ вследствие дрейфа концентрация электронов и дырок меньше, чем в квазинейтральном объеме. А это значит, что коэффициент атермической диффузии вакансий в ОПЗ меньше и соответственно образуется меньше А-центров по сравнению с квазинейтральным объемом. С ростом интенсивности облучения растут концентрация неравновесных носителей заряда, соответственно темп перезарядки вакансий и концентрация А-центров в ОПЗ.

Таким образом, в данной работе сделан вывод, что формирование профиля А-центров определяется концентрацией генерируемых облучением неравновесных носителей заряда, изменение концентрации А-центров в ОПЗ не связано с изменением концентрации более подвижных компонентов комплекса — вакансий за счет их дрейфа из ОПЗ.

Качественно экспериментальные результаты объясняются изменением постоянных скоростей реакций комплексообразования вследствие изменения темпа перезарядки дефектов с ростом интенсивности облучения. Однако для количественной оценки процессов перезарядки в настоящее время недостаточно экспериментальных данных.

В заключение авторы благодарят Г. Н. Камаева за облучение образцов, Л. С. Смирнова за полезное обсуждение полученных результатов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Kimerling L. C. — In: Def. Rad. Eff. Semicond. Conf. Ser. N 46. London—Bristol, 1979, p. 56—73.
- [2] Кучинский П. В., Ломако В. М., Петрунин А. П. — Письма ЖТФ, 1985, т. 11, в. 5, с. 309—311.
- [3] Бобрикова О. В., Стась В. Ф. — ФТП, 1988, т. 22, в. 1, с. 143—145.
- [4] Болотов В. В., Карпов А. В., Стучинский В. А. — ФТП, 1988, т. 22, в. 1, с. 49—55.
- [5] Баранов А. И., Васильев А. В., Кулешов В. Ф., Вяткин А. Ф., Смирнов Л. С. — Препринт. Черноголовка, 1985. 50 с.
- [6] Lang D. V. — J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 7, p. 3023—3032.
- [7] Лугаков П. Ф., Лукьянича В. В. — ФТП, 1984, т. 18, в. 2, с. 345—347.
- [8] Watkins G. D. — In: Lat. Def. Semicond. Conf. Ser. N 23. London—Bristol, 1975, p. 1—22.
- [9] Ершов С. И. — Автореф. канд. дис. Горький, 1978.
- [10] Wirth J. L., Rogers S. C. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1964, v. NS-11, N 5, p. 24—38.
- [11] Радиационно-активируемые процессы в кремнии / Под ред. Ш. А. Вахидова. Ташкент, 1977. 163 с.
- [12] Корбетт Дж., Бургуэн Ж. Дефектообразование в полупроводниках. М., 1979. 163 с.

Институт физики полупроводников  
СО АН СССР  
Новосибирск

Получено 10.05.1988  
Принято к печати 26.07.1988