

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ НАКОПЛЕНИЯ ЦЕНТРОВ $E10$ ($E_c - 0.62$ эВ) В n -InP

Пешев В. В., Смородинов С. В.

Методом нестационарной емкостной спектроскопии получены температурные зависимости накопления центров $E10$ ($E_c - 0.62$ эВ) в диодах n -InP с барьером Шоттки при электронном облучении в области пространственного заряда (ОПЗ) и нейтральном объеме (НО). Из анализа экспериментальных результатов сделан вывод, что возрастание концентрации $E10$ в ОПЗ по сравнению с НО связано не с возможным различием высоты потенциальных барьеров для их образования или энергий миграции компоненты пары Френкеля в этих областях, а скорее всего с разной вероятностью разделения пар Френкеля.

В настоящее время считается, что при облучении n -InP создаются в основном комплексы дефектов. При облучении n -InP при комнатной температуре наряду с другими радиационными дефектами создаются центры $E10$ ($E_c - 0.62$ эВ). Эти центры также образуются после нагревания до 340 К образцов, облученных при $T = 25$ К [1]. В [2] было показано, что концентрация центров $E10$ после облучения γ -квантами и электронами при $T = 340$ К в области пространственного заряда (ОПЗ) в 6–8 раз больше, чем в нейтральном объеме (НО). Такое различие может быть связано с увеличением в ОПЗ вероятности разделения пар Френкеля (ФП) в одной из подрешеток из-за влияния зарядового состояния системы компонентов ФП, а также с изменением высоты потенциального барьера E_b для образования комплекса.

В связи с этим целью данной работы являлось выяснение, какой из механизмов является доминирующим. Определить это позволяют зависимости концентраций центров $E10$ от температуры, при которой проводилось облучение электронами образцов, с приложенным напряжением обратного смещения и без него. Образцы представляли собой диоды n -InP : S с барьером Шоттки. Концентрация носителей в эпитаксиальном слое составляла $2 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Напряжение смещения при облучении $U = 7$ В. Образцы, облученные при $U = 0$, замыкались накоротко при облучении. Температурные зависимости концентрации дефектов были получены при интегральных потоках электронов $1.13 \cdot 10^{15}$, $4.7 \cdot 10^{14}$, $2.4 \cdot 10^{14}$ см⁻². Измерение концентрации центров $E10$ проводилось методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ) при температуре 294 К.

На рис. 1 представлены зависимости концентрации центров $E10$ в ОПЗ ($I-3$) и НО ($I'-3'$) от температуры облучения при трех дозах облучения. Видно, что при низких температурах концентрации $E10$ в НО и ОПЗ совпадают, затем с повышением температуры концентрация в ОПЗ резко возрастает и выходит на насыщение, а в НО остается постоянной. Температура, при которой происходит скачок концентрации в ОПЗ, уменьшается с увеличением дозы облучения. Скорости введения центров $E10$, определенные по данным рис. 1, составляли $(3.4 \div 3.9) \cdot 10^{-2}$ см⁻¹ для НО, а для ОПЗ в области высоких температур — $(2.4 \div 2.5) \cdot 10^{-1}$ см⁻¹.

Наличие совпадающего участка концентраций $E10$ в НО и ОПЗ при низких температурах облучения свидетельствует о том, что скачок концентрации на температурной зависимости для ОПЗ не связан с уменьшением величины $(E_b + E_c)_{\text{опз}}$, E_c — энергия активации миграции радиационного дефекта, входя-

щего в состав комплекса. Если скачок концентрации был бы связан с образованием $E10$ как вторичного дефекта с $(E_b + E_i)_{\text{ОПЗ}}$, меньшей, чем $(E_b + E_i)_{\text{НО}}$, то образование $E10$ ниже температуры скачка не должно наблюдаться ни в НО, ни в ОПЗ. Образование $E10$ в НО не должно наблюдаться и при более высоких температурах — вплоть до $T \approx (E_b + E_i)_{\text{НО}}/k$. Таким образом, образование $E10$ при температуре ниже температуры скачка свидетельствует о том, что скачок не связан с меньшей величиной $(E_b + E_i)$ в ОПЗ и что образование комплексов эффективно происходит при температурах ниже температуры скачка, т. е. величина $(E_b + E_i)$ меньше энергии активации процесса увеличения концентрации $E10$ на рис. 1. Следует отметить, что конкретный температурный интервал, в котором начинает эффективно происходить процесс с энергией активации $(E_b + E_i)$, в данном эксперименте невозможно установить. Это связано с тем, что компоненты разделенных ФП, полученные при температурах, когда $kT \ll (E_b + E_i)$, будут создавать комплексы при температуре наблюдения за центром $E10$.

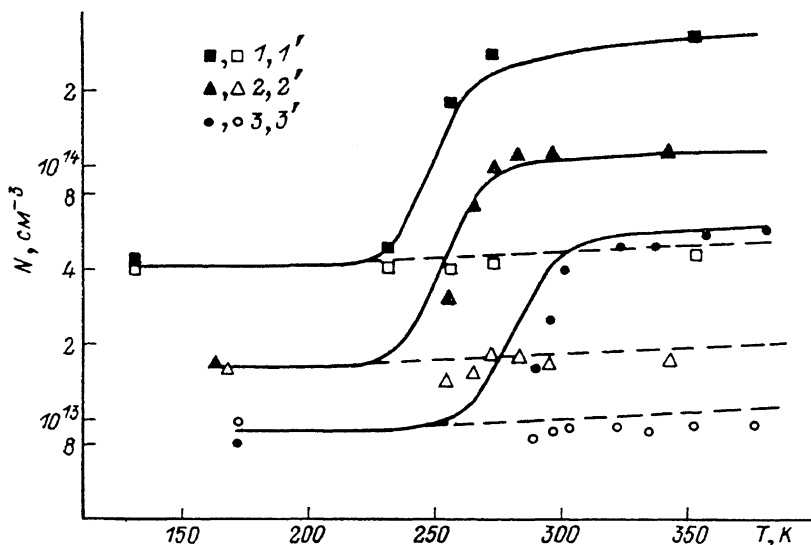


Рис. 1. Температурные зависимости накопления центров $E10$ в НО и ОПЗ.

Светлые точки — НО, темные — ОПЗ. Ф, см⁻²: 1, 1' — $1.13 \cdot 10^{18}$ ($t_{\text{обл}} = 360$ с, $E = 1$ МэВ); 2, 2' — $4.7 \cdot 10^{14}$ ($t_{\text{обл}} = 180$ с, $E = 1$ МэВ); 3, 3' — $2.4 \cdot 10^{14}$ ($t_{\text{обл}} = 7$ с, $E = 4$ МэВ). Расчет: сплошные кривые — для ОПЗ, штриховые — для НО.

Увеличение концентрации $E10$ можно объяснить увеличением вероятности разделения ФП в ОПЗ при данных температурах, например, в рамках следующей модели. Пары Френкеля генерируются в зарядежном виде [3]: V^- , I^+ . Здесь V — вакансия, являющаяся глубокой ловушкой электронов и акцептором, I — междоузельный атом, мелкий донор. Тогда для НО полупроводника n -типа исходное зарядовое состояние пары V^- , I^+ является стационарным, а в ОПЗ исходное зарядовое состояние за счет эмиссии электронов с уровня вакансии переходит в стационарное состояние пары V^0 , I^+ . В НО пары, имеющие близкорасположенные друг к другу компоненты, эффективно аннигилируют в условиях кулоновского притяжения V^- , I^+ , которое понижает барьер для рекомбинации [4].

Кулоновское притяжение приводит к эффективной аннигиляции близких ФП в ОПЗ только при тех температурах облучения, при которых время существования зарядового состояния V^- , I^+ больше, чем время τ_r , необходимое для рекомбинации. Время существования состояния V^- , I^+ в ОПЗ ограничено временем τ_e эмиссии электронов. При этом из-за различия энергии активации τ_r зависит от температуры слабее, чем τ_e . При низких температурах облучения эмиссия «заморожена» ($\tau_e > \tau_r$) и аннигиляция близких ФП в ОПЗ происходит так же эффективно, как и в НО. С увеличением температуры переход V^- , I^+ в V^0 , I^+ происходит быстро ($\tau_e < \tau_r$), что приводит к значительному увеличению

барьера для рекомбинации (рис. 2) и, следовательно, к выживанию близких пар, которые бы аннигилировали в условиях пониженного барьера. Как отмечалось выше, величина $(E_b + E_i)$ меньше энергии активации процесса увеличения концентрации E_{10} , т. е. в данной модели энергия активации E_e эмиссии электрона больше, чем $(E_b + E_i)$. Поэтому увеличение концентрации свободных компонентов пар сразу же приводит к увеличению концентрации комплексов «примесь—компонент ФП».

Для упрощения математического описания предложенной выше модели заменим реальное распределение ФП по расстояниям на два типа пар. Первый тип — пары с концентрацией N_1 и расстоянием r_1 между V и I . Эти пары в зависимости от соотношения τ_r и τ_e могут аннигилировать через низкий барьер E_r или выжить и диссоциировать через барьер E_d . Второй тип — пары с концентрацией N_2 и расстоянием r_2 , на котором влияние кулоновского притяжения на потенциальный рельеф мало (рис. 2). Такие пары выживают безусловно.

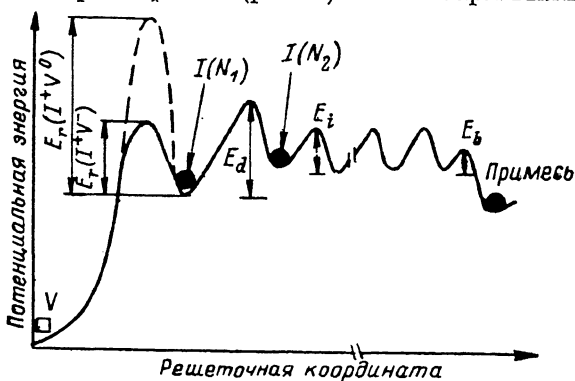


Рис. 2.

Тогда кинетика накопления комплексов при заданной температуре облучения описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{dN_1^+}{dt} &= \gamma_1 - N_1^+ (V_r + V_d + V_e), \\ \frac{dN_1^0}{dt} &= N_1^+ V_e - N_1^0 V_d, \\ \frac{dN_d}{dt} &= N_1^+ V_d + N_1^0 V_d, \\ N_c &= N_d + N_2 = N_d + \gamma_2 t, \end{aligned} \quad (1)$$

где t — время облучения, γ_1 и γ_2 — скорости генерации ФП первого и второго типа, N_c — концентрация комплексов, N_1^+ и N_1^0 — концентрации пар первого типа в зарядовых состояниях (V^-, I^+) и (V^0, I^+) , N_d — концентрация разделенных компонентов ФП, V_r , V_d и V_e — относительные скорости рекомбинации пар в условиях кулоновского притяжения, диссоциации пар и эмиссии электрона с уровня вакансий. Предполагалось, что концентрация примеси (или собственных дорадиационных дефектов), входящей в состав комплексов, много больше N_1 и N_2 .

Решение (1) дает выражение

$$\begin{aligned} N_c &= \gamma_1 \left[t \frac{(V_e + V_d)}{A} - \frac{V_d}{A^2} (1 - \exp(-At)) - \frac{V_e}{AV_d} (1 - \exp(-V_d t)) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{V_e}{A} \left(\frac{1}{A} + \frac{V_d}{A(A - V_d)} \exp(-At) - \frac{1}{A - V_d} \exp(-V_d t) \right) \right] + \gamma_2 t, \end{aligned} \quad (2)$$

где $A = V_r + V_d + V_e$. Кинетику накопления комплексов в НО выражение (2) описывает при $V_e = 0$.

На рис. 1 линиями проведены рассчитанные из (2) температурные зависимости накопления комплексов для времен облучения, использованных в экспе-

рименте. Видно достаточно хорошее совпадение с экспериментальными данными. В расчетах принималось $\nu=10^{11} \text{ с}^{-1}$, сечение захвата электрона на притягивающий центр (V^0, I^+) $\sigma=10^{-11} \text{ см}^{-2}$ [5], $E_r=0.57 \text{ эВ}$, $E_d=0.67 \text{ эВ}$. В предлагаемой модели вакансии является глубоким центром. В [6] путем расчета показано, что только вакансии индия имеет глубокий уровень $E_v+0.44 \text{ эВ}$. Выбранное в результате подгонки значение $E_c=0.72 \text{ эВ}$ близко к теоретическому значению. Значения γ_1 и γ_2 вычислялись из экспериментально определенных концентраций дефектов.

Таким образом, различие скоростей введения центров EIO в НО и ОПЗ $n\text{-InP}$ связано не с возможным различием высоты потенциальных барьеров для их образования или энергий миграции компонентов ФП в этих областях, а скорее всего с разной вероятностью разделения ФП.

Список литературы

- [1] Suski J., Sibille A., Bourgoin J. // Sol. St. Commun. 1984. V. 49. N 9. P. 875—878.
- [2] Бакин Н. Н., Брудный В. Н., Пешев В. В., Смородинов С. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 890—892.
- [3] Корбетт Дж., Бургуэн Ж. // Точечные дефекты в твердых телах. М., 1979. 379 с.
- [4] Кошкин В. М., Забродский Ю. Р. // ФТТ. 1974. Т. 16. В. 11. С. 3480—3483.
- [5] Влад П., Ортон Дж. В. // Зарубеж. радиоэлектрон. 1981. № 2. С. 3—49.
- [6] Reinecke T. L., Lin-Chung P. J. // J. Luminesc. 1981. V. 24-25. N 1. P. 355—358.

Томский
политехнический институт
им. С. М. Кирова

Получена 24.10.1989
Принята к печати 8.01.1990