

Из (15) и (16) можно найти время пробега брызера

$$\tau_0 = \frac{G}{Q} = \frac{\varepsilon (\tilde{\omega}\tau)^2}{4\pi (ed)^2 n\tau\Delta} \frac{I_{\infty}(\Delta/kT)}{I_1(\Delta/kT)} \quad (17)$$

длину пробега $l_0 = v\tau_0$.

При $\varepsilon \sim 10$, $\tau \sim 10^{-11}$ с, $n \sim 10^{16}$ см⁻³, $\Delta \sim 10^{-2}$ эВ, $\tilde{\omega} \sim 10^{13}$ с⁻¹, $\tilde{\omega}_1 \sim 10^{12}$ с⁻¹ находим $\tau_0 \sim 10^{-10}$ с, $l_0 \sim 1$ см.

Список литературы

- [1] Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 11. С. 3456—3458.
- [2] Тетервов А. П. // УФЖ. 1978. Т. 23. В. 7. С. 1182—1185.
- [3] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1982. Т. 25. В. 1. С. 3—5.
- [4] Эпштейн Э. М. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 12. С. 2422—2424.
- [5] Крючков С. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1314—1316.
- [6] Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М., 1988. 694 с.
- [7] Эпштейн Э. М. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 12. С. 2231—2233.
- [8] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1981. Т. 24. В. 10. С. 1293—1294.

Волгоградский

Государственный педагогический институт
им. А. С. Серафимовича

Получено 27.11.1989

Принято к печати 29.01.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ И ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В *n*-InP

Козловский В. В., Кольченко Т. И., Ломако В. М., Мороз С. Е.

Согласно сложившемуся в литературе мнению [1—3], большая часть глубоких центров в облученном частицами высоких энергий *n*-InP образуется в результате вторичных процессов, т. е. при взаимодействии мигрирующих в объеме кристалла первичных радиационных дефектов (вакансий и междоузельных атомов) между собой и с примесями. В этом случае можно ожидать, что изменение интенсивности облучения приведет к изменению квазистационарной концентрации некоторых первичных радиационных дефектов (РД) и (или) их зарядовых состояний, что в конечном счете скажется на эффективности образования вторичных дефектов. Изменения в характере протекания вторичных процессов, обусловленные различной скоростью генерации первичных РД, могут происходить также при увеличении энергии бомбардирующих частиц и их массы.

В настоящей работе с помощью метода емкостной спектроскопии (DLTS) исследовалось влияние облучения различными частицами, а также интенсивности облучения электронами на скорость введения глубоких центров в *n*-InP.

Использовались структуры с барьером Шоттки на основе эпитаксиального *n*-InP с концентрацией электронов $n_0 = 4 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Образцы облучались γ -квантами ⁶⁰Co, электронами с энергией 900 кэВ и 3.8 МэВ, α -частицами с энергией 4.5 МэВ при комнатной температуре. Для исследования влияния интенсивности облучения на дефектообразование использовалось импульсное облучение электронами с энергией 900 кэВ (дозы облучения $\Phi_0 = 5 \cdot 10^{15} - 3.6 \times 10^{16}$ см⁻²). Частота следования импульсов составляла 450 Гц, длительность импульсов — 370 мкс. Усредненная по времени плотность потока электронов изменялась в пределах $6 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{13}$ см⁻²·с⁻¹. В результате облучения *n*-InP наблюдалось образование характерных глубоких уровней E1—E6 [3, 4]. Сле-

дует отметить, что центры $E1-E5$, по-видимому, обусловлены комплексами [1-3]. Кроме того, в соответствии с [4-7] уровни $E1$, $E3$ и $E4$ можно отнести к различным зарядовым состояниям конфигурационно-бистабильного дефекта в InP , называемого M -центром. Дозовые зависимости концентраций ловушек $E1-E5$ в случае электронного облучения, так же как и в случае γ -облучения [4], были близки к линейным. Влияние интенсивности облучения на скорость введения центра $E6$ ($E_a=0.7$ эВ) детально не анализировалось в связи с частичным отжигом этого центра при хранении образцов [4]. На рис. 1 приведены зависимости скоростей введения ловушек $E1$, $E2$, $E4$, $E5$ от интенсивности электронного облучения. Видно, что в пределах погрешности измерений во всем исследованном интервале интенсивностей облучения скорость введения указанных ловушек не изменяется.

Оценки показывают, что эффекты, связанные с перезарядкой первичных РД, обусловленной изменением положения уровня Ферми под действием электронного облучения, в данном случае, по-видимому, не могут играть заметной роли. Типичные значения времени жизни неос-

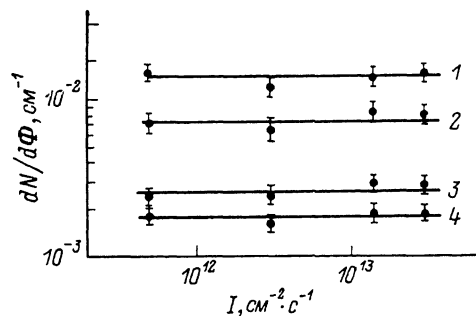


Рис. 1. Зависимость скорости введения ловушек $E1$, $E2$, $E4$, $E5$ в $n\text{-InP}$ от интенсивности облучения электронами с $E=900$ кэВ.

1 — $E5$; 2 — $E4$; 3 — $E1$; 4 — $E2$.

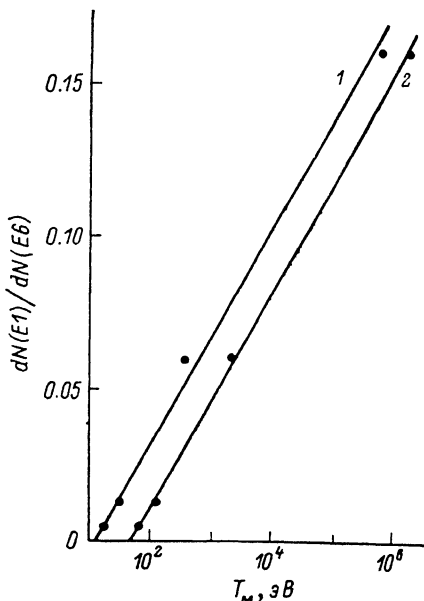


Рис. 2. Отношение скорости введения ловушки $E1$ (M -центра) к скорости введения центра $E6$ в $n\text{-InP}$ в зависимости от максимальной энергии, передаваемой при облучении атомам индия (1) и фосфора (2).

новных носителей заряда в $n\text{-InP}$ составляют $\tau \approx 10^{-9} - 10^{-8}$ с [8]. Даже без учета снижения величины τ под действием облучения можно ожидать, что максимальная концентрация неравновесных носителей заряда в облучаемом материале не превысит величины

$$\Delta n = \tau n_g = \tau I_{\max} (-dE/dx) / E_n = 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3},$$

где n_g — скорость генерации электронно-дырочных пар, E_n — средняя энергия ионизации, dE/dx — ионизационные потери электронов. Для оценки величин dE/dx и E_n использовались выражения, приведенные в [9].

Отсутствие зависимости скорости введения глубоких центров от интенсивности облучения может свидетельствовать о том, что концентрация первичных РД, ответственных за образование центров $E1-E5$, недостаточно высока для их эффективного взаимодействия. Такое взаимодействие может стать существенным, если среднее расстояние между компонентами «чужих» (т. е. созданных разными электронами) пар Френкеля сравнимо с расстоянием между первичными РД и примесными атомами. Иными словами, квазистационарная концентрация первичных РД должна быть сопоставима с характерными значениями концентрации примесей и собственных дефектов, присутствующих в материале ($N_n \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Как показывают оценки, при использованном электронном облучении квазистационарная концентрация первичных РД смогла бы достигнуть значения $N \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$, если бы время жизни дефектов составляло $\tau \geq N/gI = 10$ с (g — расчетное число смещений). Отсутствие влия-

нии интенсивности облучения на скорость дефектообразования в рассматриваемом случае может являться следствием существенно меньшей величины времени жизни дефектов, участвующих в образовании центров $E1-E5$.

Для наблюдения эффектов, связанных с взаимодействием первичных РД между собой, необходимо подобрать такие условия облучения, чтобы эффективное расстояние между дефектами уменьшилось. Такую возможность дают исследования процессов взаимодействия дефектов решетки, созданных в каскадном процессе, т. е. в том случае, когда первично выбитый атом (ПВА) обладает достаточной энергией для создания вторичных смещений. В связи с этим исследовалась зависимость скорости введения ловушки $E1$ (M -центра) от энергии первично выбитых атомов для случая облучения γ -квантами ^{60}Co , электронами с $E=0.9$ и 3.8 МэВ и α -частицами с $E=4.5$ МэВ (рис. 2). При определении энергии ПВА в случае γ -облучения считалось, что основную роль в создании смещенных атомов при энергии квантов $E_{\gamma, \text{ср}} \sim 1.25$ МэВ играют комптоновские электроны со средней энергией ~ 0.59 МэВ [9]. Скорость введения центра $E1$ была нормирована на скорость введения доминирующего центра $E6$ (энергия активации эмиссии электронов $E_a=0.7$ эВ) [4], который обусловлен элементарными смещениями в подрешетке фосфора [10].¹ При построении зависимости $dN(E1)/dN(E6)=f(T_M)$ максимальные энергии атомов тодачи T_M рассчитывались для подрешеток индия и фосфора (кривые 1 и 2 соответственно). Видно, что доля центра $E1$ быстро возрастает при увеличении энергии первично выбитых атомов. Это позволяет предположить, что для образования центра $E1$ необходимо наличие нескольких, близко расположенных атомных смещений, которые могут быть созданы ПВА в каскадном процессе. высокая локальная концентрация возникающих вакансий и междоузельных атомов в обеих подрешетках будет способствовать при этом усиленному их взаимодействию между собой с образованием сложных дефектов, в состав которых могут входить дивакансии, тривакансии, антиструктурные дефекты и т. п. Оценим среднее число атомных смещений, создаваемых ПВА, обладающими энергией $T > T^*$ (т. е. среднее число атомных смещений в соответствующих каскадах соударений). Используя каскадную модель Кинчина—Пиза и известные формулы для резерфордовского сечения рассеяния [11], для первично выбитых атомов, имеющих энергию $T^* < T < T_M$, можно записать

$$\bar{\nu}(T_M) = \int_{T^*}^{T_M} \frac{T}{2T_d} \frac{d\sigma}{dT} dT \left/ \int_{T_d}^{T_M} \frac{d\sigma}{dT} dT \approx \frac{1}{2} \ln \frac{T_M}{T^*}, \right.$$

где T_d — пороговая энергия смещения атомов; T^* — пороговая энергия образования сложного дефекта, т. е. минимальная энергия, необходимая ПВА для образования сложного дефекта ($T^* \geq 2T_d$); $d\sigma/dT = a/T^2$ — дифференциальное сечение резерфордовского рассеяния [11] (здесь a — коэффициент пропорциональности, зависящий от энергии бомбардирующих частиц и материала мишени). Из полученного выражения следует, что среднее число смещений в каскаде, образованном ПВА с $T > T^*$, прямо пропорционально $\ln(T_M/T^*)$. Таким образом, ход экспериментальной зависимости, представленной на рис. 2, хорошо согласуется с выражением для $\bar{\nu}(T_M)$. Это означает, что относительная скорость введения центра $E1$ пропорциональна среднему числу простейших дефектов, возникающих в каскадах смещений с порогом образования T^* . Из величины отсечки на оси T_M (рис. 2) можно оценить пороговую энергию образования центра $E1$. Для подрешетки индия (кривая 1) это значение составляет $T^*(\text{In}) \approx 14$ эВ, для подрешетки фосфора — $T^*(\text{P}) \approx 45$ эВ. Соответствующие значения T_d , по данным [12], составляют $3 \div 4$ и 8 эВ. Учитывая то, что отношение T^*/T_d в обоих случаях равно примерно $4-5$, мы предполагаем, что именно это значение соответствует числу атомных смещений, необходимых для формирования M -центра (уровень $E1$), причем в его состав могут входить де-

¹ При построении указанной зависимости использовались экспериментальные данные для концентрации центров $E6$, полученные непосредственно после облучения, когда отжиг $E6$ можно было пренебречь.

фекты обеих подрешеток. Наша оценка количественного состава M -центра не противоречит его атомной модели, предложенной авторами [13] на основании анализа конфигурационно-бистабильных свойств дефекта. Согласно [13], в одной конфигурации центр включает в себя 3 элементарных дефекта решетки, а другой — 5 дефектов. Окончательное формирование M -центра происходит, видимо, в результате диффузии первичных РД и последующего их объединения. На это указывают прежде всего результаты [3], согласно которым непосредственно после облучения при 78 К M -центр в образцах отсутствует и формируется только после их нагревания выше 220 К.

Список литературы

- [1] Levinson M., Benton J. L., Temkin H., Kimerling L. C. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 4 N 11. P. 990—992.
- [2] Suski J., Sibille A., Bourgoin J. // Sol. St. Commun. 1984. V. 49. N 9. P. 875—878.
- [3] Кольченко Т. И., Ломако В. М., Мороз С. Е. // Деп. в ВИНТИИ АН СССР. М., 1987 № 755-B88.
- [4] Кольченко Т. И., Ломако В. М., Мороз С. Е. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1075—1078.
- [5] Levinson M., Benton J. L., Kimerling L. C. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 10. P. 6216—6221.
- [6] Кольченко Т. И., Ломако В. М., Мороз С. Е. // ЖПС. 1989. Т. 50. В. 1. С. 136—138.
- [7] Levinson M., Stavola M., Benton J. L., Kimerling L. C. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28 N 10. P. 5848—5855.
- [8] Yamaguchi M., Ando K. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 11. P. 5555—5562.
- [9] Коршунов Ф. П., Богатырев Ю. В., Вавилов В. А. Воздействие радиации на интегральные микросхемы. Минск, 1986. 254 с.
- [10] Sibille A., Suski J., Le Roux G. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 2. P. 1119—1121.
- [11] Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках (экспериментальные аспекты). М., 1985. 304 с.
- [12] Massarani B., Bourgoin J. C. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 4. P. 2470—2474.
- [13] Wager J. P., Van Vechten J. A. // Phys. Rev. B. 1985. V. 33. N 8. P. 5251—5258.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем
им. А. Н. Савченко БГУ им. В. И. Ленина
Минск

Получено 9.01.1990
Принято к печати 31.01.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

СТРУКТУРА ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ ТЕРМОДОНОРНЫХ ЦЕНТРОВ В КРЕМНИИ

Маринченко А. В., Хируненко Л. И., Шаховцов В. И., Яшник В. И.

Несмотря на интенсивные исследования термодонорных (ТД) центров, образующихся в результате термообработки (ТО) при $T \sim 450^\circ\text{C}$, до сих пор однозначно не установлены ни атомная структура, ни источник их электрической активности. Поэтому одной из актуальных задач является изучение фундаментальных характеристик ТД.

В настоящей работе приведены полученные новые данные о структуре полос поглощения ТД центров в кремнии.

Исследовались кристаллы n -типа с удельным сопротивлением $\rho \sim 30 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ Концентрации кислорода и углерода, определенные по ИК измерениям, составляли $(8\div 9)\cdot 10^{17}$ и $(1\div 2)\cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ соответственно. ТО образцов проводилась при $T \sim 450^\circ\text{C}$ от 1 до 60 ч. Исследования выполнены на инфракрасном фурье-спектрометре IFS-113v при $T=4.2 \text{ К}$ с разрешением не хуже 0.1 см^{-1} .

Ранее [1, 2] было установлено, что низкотемпературные термодоноры (НТД) образующиеся при $T \sim 450^\circ\text{C}$, являются двойными гелиеподобными донорами с зарядами (0) и (+) и симметрией C_{2v} . К настоящему времени обнаружено де-