

10^{-3} . С другой стороны, случайное поле может быть рассмотрено нелокально как возмущение, приводящее к некоторой деформации закона дисперсии дырок в кристалле, т. е. к концентрационной зависимости зонных параметров, определяющих величину сечения фотоионизации. Действительно, существуют экспериментальные данные [6], подтверждающие наличие зависимости эффективной массы тяжелых дырок в германии от концентрации электрически активных примесей.

Следует отметить, что перенормировка зонных состояний должна сказаться на нелокализованном конечном состоянии. Напротив, состояния, которые достаточно хорошо локализованы в области, меньшей радиуса корреляции случайного поля, не подвержены его влиянию и формируются из невозмущенных зонных состояний. В самом деле, как показано в [7], положение линий в спектре фотовозбуждения иона Zn^{-} , соответствующих переходам на низколежащие возбужденные состояния, не изменяется при увеличении концентрации по крайней мере до $(2 \div 3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, есть, на наш взгляд, все основания предполагать, что обнаруженная зависимость сечения фотоионизации иона Zn^{-} от концентрации связана с деформацией закона дисперсии дырок под действием поля, создаваемого заряженными примесями.

Авторы выражают благодарность Н. А. Пенину за обсуждение работы, а также Г. А. Асланову и Т. М. Бурбаеву за помощь при проведении холловских измерений.

Л и т е р а т у р а

- [1] Сидоров В. И., Сушко Т. Е., Шульман А. Я. — ФТТ, 1966, т. 8, в. 7, с. 2022—2024.
- [2] Thomas G. A. et al. — Phys. Rev. B, 1981, v. 23, N 10, p. 5472—5494.
- [3] Butler N. R., Fisher P. — Phys. Rev. B, 1976, v. 13, N 12, p. 5465—5475.
- [4] Бурбаев Т. М., Курбатов В. А., Пенин Н. А. — ФТП, 1981, т. 15, в. 8, с. 1486—1491.
- [5] Виноградов В. С. — ФТТ, 1971, т. 13, в. 11, с. 3266—3274.
- [6] Bagguley D. M. S., Stradling R. A., Whiting J. S. S. — Proc. Roy. Soc., 1961, v. A262, N 1310, p. 340—364.
- [7] Галкин М. Г., Пенин Н. А., Соловьев Н. Н. — ФТП, 1983, т. 17, в. 4, с. 740—742.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Получено 5.06.1987
Принято к печати 21.12.1987

ФТП, том 22, вып. 6, 1988

НАКОПЛЕНИЕ $E3$ -ЦЕНТРОВ В n -GaAs ПРИ γ -ОБЛУЧЕНИИ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР $77 \div 580$ К

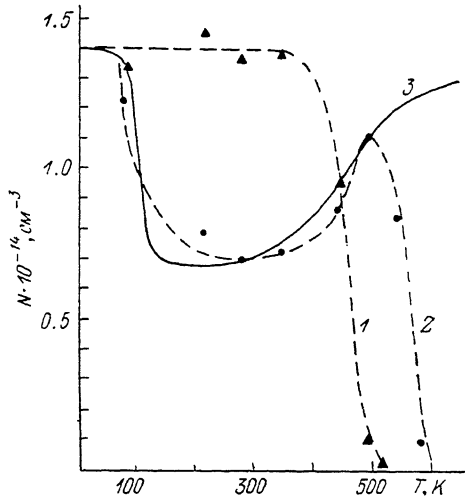
Брудный В. Н., Пешев В. В., Притулов А. М.

Авторами [1] было показано, что эффективности накопления $E3$ -центров ($E_c - 0.33$ эВ) при γ -облучении n -GaAs в интервале температур $300 \div 580$ К для нейтральной области (НО) и области пространственного заряда (ОПЗ) существенно различаются. В настоящей работе аналогичные исследования выполнены в интервале температур $77 \div 580$ К. Предложена аналитическая модель, описывающая эффективность накопления $E3$ -центров в НО и ОПЗ при различных температурах облучения.

Для исследований использованы диоды с барьером Шоттки, полученные напылением Ti на эпитаксиальный n -GaAs с $n = (1 \div 3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Облучение γ -квантами ^{60}Co проводилось при различных температурах одинаковыми интегральными потоками $D = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ кв/см}^2$ в течение 46 ч при напряжениях смещения на диоде $U = 0$ и -40 В. При прекращении облучения напряжение на диоде снималось и диод нагревался до 300 К. Концентрация $E3$ -центров оценивалась из измерений нестационарной емкостной спектроскопии (НЕСГУ).

Зависимость концентрации $E3$ -центров от температуры облучения для НО (кривая 1) и ОПЗ (кривая 2) при изодозовом облучении представлены на рисунке. При анализе экспериментальных результатов были использованы следующие литературные данные: 1) эффективность накопления $E3$ -центров в НО области не зависит от температуры облучения в интервале $4 \div 300$ К [2]; 2) уровень $E3$ принадлежит V_{As} , «возмущенной» междоузельным атомом As_I , и отклик этого дефекта обусловлен миграцией As_I к V_{As} [2]; 3) образование пары Френкеля (ФП) протекает в 2 этапа [3]: формирование заряженной пары ($V^- - I^+$) за время столкновения $\sim 10^{-14}$ с и переход V^- и I^+ в стационарные зарядовые состояния за время $\tau_c^{V, I} \approx [(e_n^{V, I} + k_p^{V, I})^{-1} + (e_p^{V, I} + k_n^{V, I})^{-1}]$. Здесь e и k — постоянные эмиссии и захвата электронов (n) и дырок (p) на уровни вакансии (V) и междоузельного атома (I).

Беличина τ_c определяется характеристикой центра, температурой образца и положением уровня Ферми (F). Если V_{As} и As_I заряжены, то барьер для рекомбинации ФП понижен за счет кулоновского взаимодействия между V_{As}^- и As_I^+ . Таким образом, можно ввести две различные постоянные рекомбинации ФП. Постоянная e , описывает рекомбинацию ФП при наличии кулоновского взаимодействия в паре, когда барьер мал, и может влиять на эффективность накопления радиационных дефектов (РД) при низких температурах облуче-



Зависимость концентрации $E3$ -центров от температуры при изодозовом ($D=1.4 \times 10^{17}$ кв/см²) γ -облучения.

1 — для нейтральной области, 2 — для области пространственного заряда джола с барьером Шоттки на основе ГФЭ n -GaAs [$n=(1+3) \cdot 10^{16}$ см⁻³], 3 — расчет для ОПЗ из выражения (1); параметры расчета указаны в тексте.

ния, постоянная $e_R \ll e$, описывает рекомбинацию ФП при отсутствии кулоновского взаимодействия и может оказывать влияние на эффективность накопления РД при высоких температурах облучения ($T > 400$ К). Изменяя температуру облучения и положение F относительно уровней РД при приложении обратного смещения, мы изменяем соотношения между τ_c^V , τ_c^I , $\tau_r = 1/e_r$, $\tau_R = 1/e_R$, что может привести к изменению эффективности накопления радиационных дефектов при облучении.

Для численного анализа предложенной модели необходимо знать некоторые параметры изучаемых дефектов.

Характеристики $E3$ -центра хорошо известны [2]. В НО уровень F для $n \approx 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³ расположен выше уровня $E3$ ($E_c - 0.33$ эВ), так что акцепторный $E3$ -центр [2] имеет стационарный заряд $E3^-$, а в ОПЗ — $E3^0$.

Какие-либо данные об уровнях As_I в GaAs в настоящее время отсутствуют, хотя система уровней РД в GaAs достаточно хорошо изучена и включает около десяти локализованных состояний в запрещенной зоне [2]. Мы предположили, что As_I соответствует один из наблюдаемых уровней, расположенных ниже уровня F в НО. Тогда стационарные зарядовые состояния дефектов соответствуют As_I^0 в НО и As_I^+ в ОПЗ. Таким образом, кулоновское взаимодействие между компонентами пары прекращается как в НО, так и в ОПЗ, когда исходное зарядовое состояние компонентов (V_{As} , As_I) достигает стационарного значения [в ОПЗ — V_{As}^0 ($E3^0$), As_I^+ ; в НО — V_{As}^- ($E3^-$), As_I^0]. При этом τ_c для ОПЗ и НО существенно различаются: для ОПЗ τ_c определяется скоростью эмиссии электронов с уровня $E3$ (V_{As}), а для НО — скоростью захвата электрона на уровень междоузельного атома.

Рассмотрим эффективность накопления $E3$ -центров в ОПЗ. Для дефекта $E3$ $\tau_c \approx \tau_n = e_n^{-1} = (\sigma_n \bar{n} N_c)^{-1} \exp(E/kT)$, где $\sigma_n(T) = 6.2 \cdot 10^{-15} \exp(-0.08/kT)$ [2], $\bar{n} =$

$= (3kT/m_n)^{1/2}$ и $N_0 = 4.82 \cdot 10^{15} T^{3/2}$ (все обозначения общепринятые). При сделанных предположениях зависимость концентрации центров $E3$ в ОПЗ от температуры и времени облучения для области температур, когда отсутствует высокотемпературный отжиг ($T < 480$ К), имеет вид

$$N^{\text{ОПЗ}} \approx \varphi \left\{ \frac{f}{\alpha} \left[(1 - \exp(-\alpha t)) \left(1 - \frac{e_n}{\alpha} \right) + e_n t \right] + t(1-f) \right\}, \quad (1)$$

где φ — скорость генерации $E3$ -центров (в $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$), $\alpha = (e_n + e_r)$, $e_r = \nu_r \times \exp(-E_r/kT)$, ν_r — частотный фактор, E_r — барьер для рекомбинации ФП. Результаты численного анализа для $E_r = 0.25$ эВ, $\nu_r = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и $f = 0.5$ представлены на рисунке; $f = 0.5$ означает, что либо ФП образуются в двух зарядовых состояниях — $(V_{\text{As}}^- - \text{As}_I^+)$ и $(V_{\text{As}}^0 - \text{As}_I^0)$, либо имеет место неполное перераспределение заряда между компонентами ФП, ответственной за $E3$ -центр, что, как показано в [3], зависит от величины разделения между компонентами ФП.

Качественно полученная зависимость $N^{\text{ОПЗ}}(T)$ описывается следующим образом. В области низких температур ($T < 80$ К) $\tau_n \gg \tau_r$, однако рекомбинация ФП в этих условиях незначительна, поскольку τ_r больше времени облучения t .

В области температур $80 < T < 350$ К $\tau_n \gg \tau_r$, $\tau_r < t$ и ФП рекомбинируют в условиях существования пониженного барьера, что приводит к уменьшению эффективности их накопления. В области $T > 350$ К $\tau_n \lesssim \tau_r$, что приводит к возрастанию барьера для рекомбинации ФП и способствует их «выживанию». И, наконец, при высоких температурах ($T > 480$ К) скорость отжига $E3$ -центров определяется величиной $\tau_R = 1/e_R$.

С помощью выражения, аналогичного (1), может быть описана эффективность накопления $E3$ -центров в НО, если заменить e_n на k_n и α на β (здесь $k_n = \sigma_I \nu n$ — постоянная захвата электронов на уровень As_I^+ и $\beta = e_r + k_n$). Для реальных значений величины сечения захвата электрона на притягивающий центр $\sigma \geq 10^{-14} \text{ см}^2$ и значений e_r (см. рисунок) выполняется условие $k_n > e_r$, т. е. время, за которое исходное зарядовое состояние пары $(V_{\text{As}}^- - \text{As}_I^+)$ достигнет стационарного значения $(V_{\text{As}}^- - \text{As}_I^0)$ в НО, меньше времени, необходимого для рекомбинации ее компонентов в условиях пониженного барьера. Поэтому в НО низкотемпературный отжиг $E3$ -центров в процессе облучения отсутствует и, следовательно, скорость накопления $E3$ -центров при $T \leq 400$ К не зависит от температуры (см. рисунок) и равна скорости их генерации, т. е. $N(E3) \approx \varphi t$.

Таким образом, в рамках модели образования пары $(V_{\text{As}}^- - \text{As}_I^+)$ и учета влияния кулоновского взаимодействия на величину барьера для рекомбинации, а также сопоставления постоянных времен рекомбинации и времен установления стационарных зарядовых состояний V_{As} и As_I в ОПЗ и в НО описаны эффективность накопления $E3$ -центров при γ -облучении n -GaAs в интервале температур $77 \div 580$ К.

Л и т е р а т у р а

- [1] Мамонтов А. П., Пешев В. В., Чернов И. П. — ФТП, 1982, т. 16, в. 12, с. 2126—2128.
- [2] Pons D., Bourgoin J. C. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1985, v. 20, p. 3839—3871.
- [3] Corbett J. W., Bourgoin J. C., Weigel C. — In: Rad. Dam. Def. Semicond. London—Bristol, 1973, p. 1—16.

Сибирский физико-технический институт им. В. Д. Кузнецова при ТГУ
Томск

Получено 20.07.1987
Принято к печати 21.12.1987