

05.6

## Кинетика инжекционного отжига гомо- и гетероструктур на основе GaAs, облученных гамма-квантами

© В.С. Носовец<sup>1</sup>, О.В. Ткачев<sup>1</sup>, С.М. Дубровских<sup>1</sup>, В.А. Пустоваров<sup>2</sup><sup>1</sup> Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. акад. Е.И. Забабахина, Снежинск, Челябинская обл., Россия<sup>2</sup> Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

E-mail: dep5@vniitf.ru

Поступило в Редакцию 19 февраля 2024 г.

В окончательной редакции 20 марта 2024 г.

Принято к публикации 23 марта 2024 г.

На основе измерений интенсивности электролюминесценции исследована кинетика инжекционного отжига радиационных дефектов в квантово-размерных гетероструктурах GaAs/AlGaAs, облученных гамма-квантами <sup>60</sup>Co. Сравнение результатов с литературными данными для GaAs-гомоструктур позволило обнаружить, что при переходе от гомоструктур к гетероструктурам на два-четыре порядка уменьшается плотность тока, необходимая для отжига радиационных дефектов, изменяется механизм аннигиляции дефектов. Результаты свидетельствуют о большей эффективности инжекционного отжига в приборах, содержащих квантово-размерные гетероструктуры.

**Ключевые слова:** инжекционный отжиг, рекомбинационно-стимулированный отжиг, радиационная стойкость, радиационные дефекты.

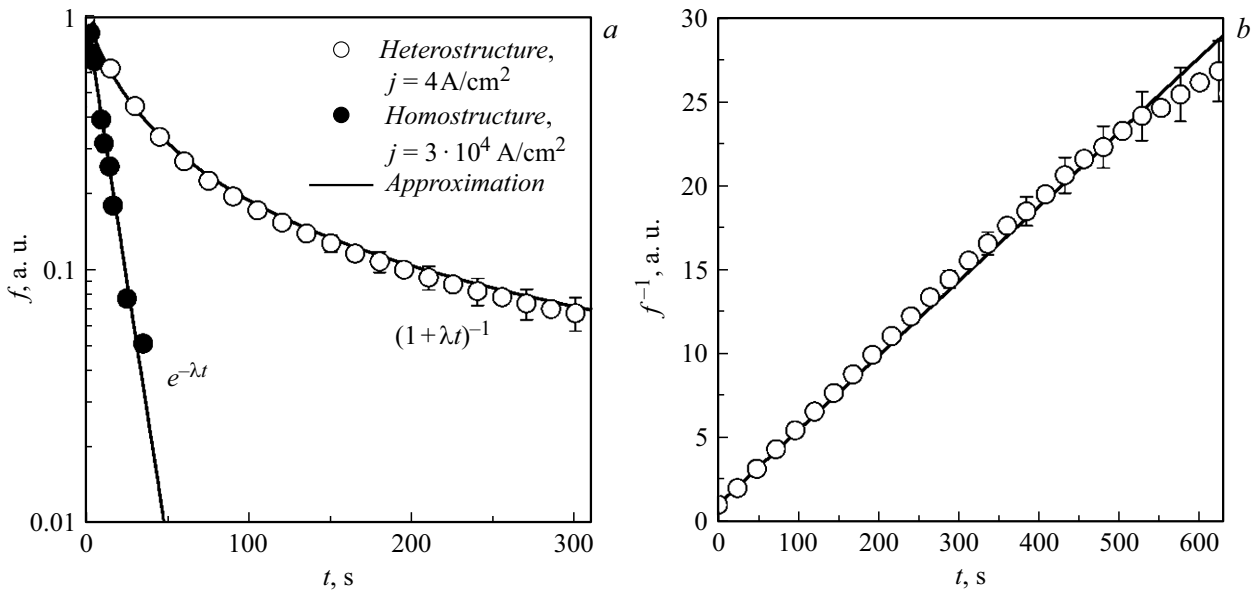
DOI: 10.61011/PJTF.2024.13.58164.19899

Инжекционный ток может приводить к восстановлению характеристик облученного  $p-n$ -перехода. Это явление называют инжекционным отжигом (ИО) радиационных дефектов. С практической точки зрения он интересен как способ увеличения радиационной стойкости оптоэлектронных приборов [1,2]. Существенное преимущество ИО перед обычным термическим отжигом — возможность протекания при температурах 223–323 К, типичных для эксплуатации бортовой аппаратуры космических аппаратов. Для термического отжига необходимы более высокие температуры ( $\sim 570$  К и выше) [1,3]. Физические причины ИО и термического отжига также различны. ИО связывают с изменением зарядового состояния дефектов и локальным выделением энергии на дефекте в результате безызлучательного захвата неравновесных носителей заряда [4]. Можно сказать, что инициатор ИО — электронная подсистема кристалла, инициатор термического отжига — решеточная подсистема.

Явление ИО исследуется с 1960-х годов [5]. С тех пор наиболее подробно были исследованы гомоструктуры [5–9], особенно из GaAs. В современных исследованиях чаще рассматриваются гетероструктуры [10–12]. Размеры и строение активной области, где происходит рекомбинация носителей заряда, у этих структур существенно различны. Для активной области гетероструктур характерны наличие поверхностей раздела, использование твердых растворов и высокие концентрации инжектированных носителей заряда. Все это позволяет ожидать значительных различий в процессах ИО в гомо- и гетероструктурах. Однако, насколько известно авторам, имеющиеся исследования не раскрывают вопрос

о существовании таких различий. Ключом к ответу на данный вопрос может стать сравнение кинетики ИО в гомо- и гетероструктурах, выполненных на основе одного и того же материала. Поэтому цель настоящей работы — сравнить кинетику ИО в гомоструктурах из GaAs и в гетероструктурах на основе GaAs/AlGaAs.

Исследуемые образцы — коммерческие светодиоды с длиной волны электролюминесценции (ЭЛ) 850 nm, выполненные на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Типичная активная область таких светодиодов содержит одну квантовую яму из нелегированного слоя GaAs толщиной  $\sim 10$  nm и широкозонных слоев  $p\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  [13]. Концентрация акцепторов в слоях  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , согласно данным измерений вольт-фарадных характеристик, составляет около  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Для создания радиационных дефектов образцы облучали  $\gamma$ -квантами изотопа <sup>60</sup>Co. В результате облучения интенсивность ЭЛ светодиодов уменьшилась не более чем в 5 раз, при этом флюенс  $\gamma$ -квантов составлял  $2.5 \cdot 10^{16} - 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ . Уменьшение интенсивности ЭЛ за счет радиационно-наведенного поглощения в линзе светодиодов не превышало погрешность измерений (5%). Отжиг проводили при 300 К и постоянном токе с плотностью  $j = 4 \text{ A/cm}^2$ . Нагрев образцов, связанный с протеканием тока, не превышал 2°C, что исключало влияние термического отжига на результаты исследования. Контроль за процессом осуществляли путем измерения зависимости интенсивности ЭЛ светодиодов от времени пропускания тока. Для анализа измеряемых зависимостей использовали величину неотожженной до-



**Рис. 1.** *a* — сравнение кривой инжекционного отжига радиационных дефектов в гомоструктуре из GaAs [6] и гетероструктуре на основе GaAs/AlGaAs в координатах  $\ln f - t$ ; *b* — кривая инжекционного отжига в гетероструктуре на основе GaAs/AlGaAs в координатах  $f^{-1} - t$ .

ли радиационных дефектов  $f$  [7,10]:

$$f = \frac{I_t^{-2/3} - I_0^{-2/3}}{I_\Phi^{-2/3} - I_0^{-2/3}} = \frac{N_t - N_0}{N_\Phi - N_0},$$

где  $I_0$ ,  $I_\Phi$  и  $I_t$  — интенсивности ЭЛ светодиода до облучения, после облучения и в момент времени  $t$  после начала отжига соответственно. Аналогичные обозначения ( $N_0$ ,  $N_\Phi$  и  $N_t$ ) введены для концентрации дефектов.

На рис. 1, *a* представлены результаты измерений, соответствующие гетероструктуре из GaAs/AlGaAs, и литературные данные, соответствующие гомоструктуре из GaAs [6]. Образцы были облучены примерно одинаковым флюенсом  $\gamma$ -квантов, равным  $2.5 \cdot 10^{17}$  и  $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  соответственно (поглощенная доза 1.1 и 1.75 MGy). Можно заметить, что в обоих случаях практически все радиационные дефекты подвержены ИО. Однако в случае гомоструктур этот результат наблюдается только при относительно больших плотностях тока  $j \approx 2 \cdot 10^2 \text{ A/cm}^2$  [7] и  $j \approx 2 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$  [6]. Для исследованных гетероструктур плотность тока на два-четыре порядка меньше ( $4 \text{ A/cm}^2$ ). Отметим, что в [6] для достижения таких высоких значений  $j$  использовали импульсы тока длительностью  $2 \mu\text{s}$ . В гетероструктурах с квантовыми ямами ИО можно проводить при постоянном токе с относительно небольшой плотностью, что значительно упрощает практическое применение этого явления.

Причина наблюдения различий в плотности тока, при которой происходит отжиг всех радиационных дефектов, вероятнее всего, связана с ограничением размеров активной области в гетероструктурах с квантовой

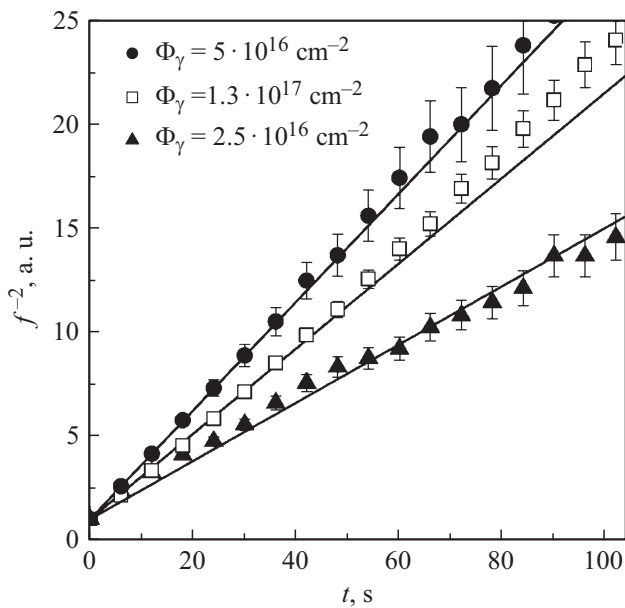
ямой. Благодаря этому высокая концентрация инжектированных носителей  $\Delta n$  в гетероструктуре может быть получена при значительно меньших плотностях тока. Например, для гомоструктуры из GaAs при 300 K и  $j = 3 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$  величина  $\Delta n \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  [6]. В исследуемой гетероструктуре для достижения такого же значения  $\Delta n$  исходя из оценки по формуле  $\Delta n = j\tau/(de)$  необходима плотность тока  $j$  порядка  $1 \text{ A/cm}^2$ , что согласуется с экспериментом. Здесь  $d$  — ширина квантовой ямы,  $\tau$  — время жизни неосновных носителей заряда,  $e$  — заряд электрона. Для оценки считали  $\tau = 10 \text{ ns}$  [14],  $d = 10 \text{ nm}$ .

Из рис. 1, *a* также видно качественное различие кинетики ИО рассматриваемых гомо- и гетероструктур. Согласно [6,7], в случае гомоструктур из GaAs в полупрозрачных координатах  $f(t)$  линейна, так что

$$f = \exp(-\lambda t),$$

где  $\lambda$  — постоянная скорости ИО. В случае гетероструктур из GaAs/AlGaAs зависимость  $f(t)$  в тех же координатах существенно нелинейна. Однако эта зависимость линейна в координатах  $f^{-1} - t$  на протяжении практически всего отжига (рис. 1, *b*), поэтому кинетика описывается гиперболической зависимостью. Это указывает на существенное различие в механизмах аннигиляции радиационных дефектов в гомо- и гетероструктурах.

В гомоструктурах экспоненциальная кинетика ИО наблюдается в широком классе материалов и для различных легирующих примесей [6,8,9]. Такая же кинетика характерна для солнечных элементов на основе гетероструктуры GaInP/GaAs/Ge [10]. Для лазеров на основе квантово-размерной гетероструктуры GaAs/AlGaAs,



**Рис. 2.** Кривая инжекционного отжига радиационных дефектов в гетероструктурах GaAs/AlGaAs при флюенсе  $\gamma$ -квантов  $\Phi_\gamma < 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ .

однако, характерна кинетика ИО, описываемая гиперболическим законом. Поэтому можно предположить, что различие в кинетике ИО, а следовательно, и в механизме аннигиляции радиационных дефектов связано с ограничением размеров активной области.

Необходимо отметить, что при облучении  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$  со средней энергией 1.25 MeV атомам GaAs передается энергия, несущественно превышающая пороговую энергию ударного смещения. В связи с этим первичными радиационными дефектами являются френкелевские пары, а возможной причиной наблюдения экспоненциальной кинетики отжига в гомоструктурах могут быть как аннигиляция за счет стока дефектов на дислокации, так и распад комплекса, состоящего из междоузельного атома и химической примеси, с последующей аннигиляцией междоузельного атома [7]. В случае гетероструктур, вероятнее всего, границы квантовой ямы ограничивают область, в которой возможна рекомбинационно-стимулированная миграция дефектов. Поэтому наблюдение гиперболической зависимости кинетики отжига вместо экспоненциальной может быть связано с уменьшением вероятности взаимодействия радиационных дефектов с дислокациями и высокой химической чистотой нелегированной квантовой ямы.

На рис. 2 представлена кинетика отжига гетероструктур GaAs/AlGaAs, облученных флюенсом  $\gamma$ -квантов  $\Phi_\gamma < 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ . Было обнаружено, что кривая отжига линейна в координатах  $f^{-2}-t$  (рис. 2), т. е. кинетика отжига  $f(t) \propto t^{-1/2}$ . Таким образом, при уменьшении флюенса  $\gamma$ -квантов наблюдается переход от  $f(t) \propto t^{-1}$  к  $f(t) \propto t^{-1/2}$ . Этот результат согласуется с теоретическими исследованиями аннигиляции коррелирован-

ных френкелевских пар (см. работу [15] и ссылки в ней). Поэтому можно сделать следующие выводы: в гетероструктурах ИО происходит за счет прямой рекомбинации френкелевских пар; изменение кинетики отжига при уменьшении флюенса  $\gamma$ -квантов связано с увеличением вероятности аннигиляции междоузельных атомов и вакансий гомологической френкелевской пары.

В результате исследования было экспериментально установлено качественное различие в кинетике ИО радиационных дефектов в гомо- и гетероструктурах, выполненных на основе GaAs, при близких уровнях воздействия  $\gamma$ -квантов  $^{60}\text{Co}$ . При этом для гетероструктур с уменьшением флюенса  $\gamma$ -квантов закон может изменяться с  $\propto t^{-1}$  на  $\propto t^{-1/2}$ . Показано, что плотность тока, при которой наблюдается отжиг всех радиационных дефектов в гетероструктурах, облученных  $\gamma$ -квантами, примерно на два-четыре порядка меньше, чем в гомоструктурах.

Обнаруженные различия, вероятно, связаны с ограничением размеров активной области и особенностями ее строения. Это значительно упрощает получение высокой концентрации инжектированных носителей, уменьшает размеры области, в которой возможна рекомбинационно-стимулированная миграция радиационных дефектов, и ограничивает эти дефекты внутри слоя из GaAs с высокой химической чистотой.

Полученные результаты, с одной стороны, свидетельствуют об эффективности ИО с точки зрения метода повышения радиационной стойкости гетероструктур. С другой стороны, повышенная чувствительность гетероструктур к данному эффекту требует его учета при проведении испытаний изделий на радиационную стойкость. При этом не следует распространять результаты исследований, в которых в качестве объекта рассматривались гомоструктуры, на современные оптоэлектронные и биполярные приборы, содержащие квантово-размерные гетероструктуры.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] В.М. Андреев, М.Б. Каган, В.С. Калиновский, Л.А. Рассадин, В.Р. Ларионов, Т.А. Нуллер, В.Д. Румянцев, К.Я. Расулов, Письма в ЖТФ, **14** (2), 121 (1988). <https://www.mathnet.ru/rus/pjtf1911>
- [2] A. Johnston, *Reliability and radiation effects in compound semiconductors* (World Scientific, Singapore, 2010), p. 289–291.
- [3] A. Khan, M. Yamaguchi, J.C. Bourgoin, T. Takamoto, J. Appl. Phys., **91**, 2391 (2002). DOI: 10.1063/1.1433936
- [4] J.C. Bourgoin, J.W. Corbett, Rad. Effects, **36**, 157 (1978). DOI: 10.1080/00337577808240846
- [5] V.L. Gregory, J. Appl. Phys., **36**, 3765 (1965). DOI: 10.1063/1.1713944

- [6] V.M. Lomako, A.M. Novoselov, *Phys. Status Solidi A*, **60**, 557 (1980). DOI: 10.1002/pssa.2210600227
- [7] C.E. Barnes, *Phys. Rev. B*, **1**, 4735 (1970). DOI: 10.1103/PhysRevB.1.4735
- [8] M. Yamaguchi, K. Ando, A. Yamamoto, C. Uemura, *J. Appl. Phys.*, **58**, 568 (1985). DOI: 10.1063/1.335664
- [9] M. Yamaguchi, T. Okuda, S.J. Taylor, *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 2180 (1997). DOI: 10.1063/1.119034
- [10] Y. Zheng, T.-C. Yi, P.-F. Xiao, J. Tang, R. Wang, *Chin. Phys. Lett.*, **33**, 056102 (2016). DOI: 10.1088/0256-307X/33/5/056102
- [11] J. Chen, Y. Li, H. Maliya, Q. Guo, D. Zhou, L. Wen, *Heliyon*, **8**, e10594 (2022). DOI: 10.1016/j.heliyon.2022.e10594
- [12] T. Yi, M. Lu, K. Yang, P. Xiao, R. Wang, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **335**, 66 (2014). DOI: 10.1016/j.nimb.2014.06.006
- [13] *Springer handbook of electronic and photonic materials*, ed. by S. Kasap, P. Capper (Springer, Cham, 2017). p. 1038–1041. DOI: 10.1007/978-3-319-48933-9
- [14] F. Schubert, *Light-emitting diodes* (Cambridge University Press, N.Y., 2006). DOI: 10.1017/CBO9780511790546
- [15] D. Peak, H.L. Frish, J.W. Corbett, *Rad. Effects*, **11**, 149 (1971). DOI: 10.1080/00337577108231100