

06;07;12

Выбор экспериментальных условий для фотолюминесцентного контроля структур для гетеробиполярных транзисторов

© К.С. Журавлев, Т.С. Шамирзаев, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, В.Я. Костюченко

Институт физики полупроводников СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

(Поступило в Редакцию 6 мая 1996 г.)

Введение

Развитие технологии эпитаксиального роста соединений A_3B_5 привело к появлению высокочастотных приборов — гетеробиполярных транзисторов (ГБТ) [1]. Основные характеристики ГБТ — предельная частота единичного усиления и максимальная частота генерации определяются зонной диаграммой транзистора, которая задается толщиной, типом проводимости, уровнем легирования и составом твердого раствора слоев, входящих в структуру ГБТ. Кроме того, на характеристики транзисторов могут влиять фоновые примеси и дефекты, присутствующие в слоях структуры [2,3].

Удобным неразрушающим и бесконтактным методом контроля параметров слоев структуры ГБТ является фотолюминесценция (ФЛ). По спектроскопическим параметрам линий межзонной рекомбинации в слоях структуры ГБТ можно определять концентрацию свободных носителей заряда в слое базы [4–6] и контактном слое [2,3,6–9], состав твердого раствора в слое эмиттера [10–12], а линии ФЛ с энергиями максимума, меньшими ширины запрещенной зоны слоев, дают информацию о фоновых примесях и дефектах в слоях структуры ГБТ [13,14]. Анализ зависимости интенсивности линии рекомбинации зона–зона в слое коллектора от плотности мощности возбуждения позволяет оценивать толщину области обеднения в этом слое на границе коллектор–база [6].

Линии в спектрах фотолюминесценции структур ГБТ сильно перекрываются, что затрудняет идентификацию линий и снижает точность определения их спектральных параметров. Тем не менее отдельные линии в спектрах ФЛ таких структур можно выделять, изменяя условия измерений, например варьируя плотность мощности лазерного возбуждения [6].

В данной работе с целью определения оптимальных условий фотолюминесцентного контроля параметров слоев структуры для гетеробиполярных транзисторов была исследована ФЛ GaAs/AlGaAs структур ГБТ при различных температурах, плотностях мощности и длинах волн возбуждающего лазерного излучения.

Эксперимент

Многослойные GaAs/AlGaAs структуры для ГБТ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке "Катунь-С". Параметры и последовательность

слоев структур представлены в таблице. Температура роста (T_{sub}) изменялась при росте отдельных слоев в пределах от 450 до 580°C для получения резких p – n -переходов. Толщина и состав слоев определялись из периода осцилляций интенсивности зеркального рефлекса картины дифракции быстрых электронов.

Спектры ФЛ измерялись на установке, собранной на основе двойного монохроматора СДЛ-1 с решетками 600 touch/mm (фокусное расстояние 600 mm, спектральное разрешение не хуже 0.2 meV). ФЛ возбуждалась Ar^+ ($\lambda = 488$ nm) и He–Ne ($\lambda = 632.8$ nm) лазерами.

Послойное травление структуры проводилось в растворе $H_3PO_4:H_2O:H_2O_2$ (3 : 50 : 1). Этот травитель имеет низкую скорость травления слоев GaAs и AlGaAs с долей AlAs, меньшей 35% ($\cong 84$ nm/min), что позволяет с высокой точностью контролировать толщину травленного слоя [15].

Экспериментальные результаты

Типичные спектры структур для ГБТ, измеренные при возбуждении излучением Ar^+ лазера с плотностью мощности $P = 100$ W/cm² и различных температурах, представлены на рис. 1. Спектр, полученный при $T = 10$ K, состоит из семи линий, обозначенных на рисунке латинскими буквами. При повышении температуры измерений интенсивности линий и их количество в спектрах ФЛ изменяются. При температуре $T = 77$ K в спектрах появляется линия *I* и исчезают линии *G*, *G1* и *F*, а при $T = 300$ K в спектрах остаются только линии *A* и *D*. Изменение энергетического положения линий ФЛ при повышении температуры соответствует уменьшению ширины запрещенной зоны слоев [11]. В коротковолновой части (600–750 nm) спектров отдельных структур при $T = 10$ K доминирует широкая линия *C*, интенсивность которой спадает при повышении температуры измерений. Пример такого спектра приведен на вставке к рис. 1.

Измерение спектров ФЛ при температурах 10 и 77 K после послойного удаления слоев структуры ГБТ позволило установить линии, связанные с рекомбинацией в слое эмиттера *A*, *B*, *C*, контактном слое *D*, *G*, *G1*, слоях коллектора *E*, *F* и базы *I*. Для идентификации этих линий полученные спектры сравнивались с приведенными в литературе спектрами одиночных слоев n -GaAs:Si [7], $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$:Si [13] и p -GaAs:Be [5] и было установлено, что линии *A*, *D*, *E* и *I* связаны с переходами зона–зона в соответствующих слоях структуры ГБТ. Линия

Параметры структур ГБТ

Слой	Состав слоев	Толщина слоев, nm	$N_D (N_A), \text{cm}^{-3}$
Контактный слой	n^+ -GaAs:Si	150	$5 \cdot 10^{18}$
	n -Al _x Ga _{1-x} As:Si $x = 0 \div 0.3$	30	$5 \cdot 10^{17}$
Эмиттер	n -Al _{0.3} Ga _{0.7} As:Si	150	$5 \cdot 10^{17}$
	n -Al _x Ga _{1-x} As:Si $x = 0.3 \div 0$	30	$5 \cdot 10^{17}$
	i -GaAs	12	—
База	p^+ -GaAs:Be	100	$2 \cdot 10^{19}$
	p -GaAs:Be	50	$2 \cdot 10^{17}$
	i -GaAs	7	—
Коллектор	n -GaAs:Si	500	$5 \cdot 10^{16}$
Субколлектор	n^+ -GaAs:Si	500	$5 \cdot 10^{18}$
Подложка	Полуизолирующий GaAs		—

G обусловлена переходом на уровень акцептора (комплекса с участием вакансии галлия [16]), а линия $G1$, смещенная относительно линии G на 36 meV, является ее фоновым повторением [14]. Для идентификации линий B , C и F были проанализированы зависимости их интенсивностей от температуры и определены энергии активации гашения ФЛ, которые для линий B и F оказались равными 32 и 25 meV соответственно. Это позволило связать линию B с переходом на уровень мелкого акцептора — углерода в слое твердого раствора Al_{0.3}Ga_{0.7}As [17] и линию F — с переходом на уровень

углерода в слое GaAs [18]. Энергия активации гашения линии C равна 140 meV, форма линии близка к гауссовой кривой, ширина на полувысоте равна $\cong 135$ meV. Эти факты свидетельствуют о том, что линия C обусловлена переходами через уровни комплексов с участием вакансий элементов третьей группы и примесных атомов Si в слое Al_{0.3}Ga_{0.7}As [13].

Из спектров на рис. 1 видно, что линии зоны акцепторной рекомбинации доминируют в спектрах ФЛ до температуры $T = 60$ К и маскируют линии межзонной рекомбинации, поэтому определять параметры линий межзонной рекомбинации слоев базы и эмиттера практически невозможно. При более высоких температурах в спектрах доминируют линии межзонной рекомбинации, интенсивности которых также уменьшаются при дальнейшем повышении температуры. Зависимости интегральной интенсивности линий межзонной рекомбинации от температуры приведены на рис. 2. Для их построения спектры структур ГБТ аппроксимировались суммой линий межзонной и зоны акцепторной рекомбинации, а форма отдельных линий описывалась формулами, приведенными в работе [19]. Из рисунка видно, что при повышении температуры интенсивности линий I и E спадают быстрее, чем интенсивность линии D , в результате при $T > 240$ К в спектрах ФЛ линии I и E не наблюдаются.

В полученных спектрах наименее отчетливо видна линия межзонной рекомбинации в слое базы I и для определения условий, при которых эта линия проявляется, были проведены измерения спектров ФЛ при возбуждении излучением с различной длиной волны 488 nm (Ar⁺ лазер) и 632.8 nm (He-Ne лазер) при различной плотности мощности возбуждения. Спектры ФЛ, полученные при возбуждении ФЛ Ar⁺ лазером с различной плотностью мощности, при $T = 77$ К приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что при плотности мощности, меньшей, чем некоторая пороговая $P_{thr} = 60$ W/cm², линии E и I не видны в спектрах и появляются только при плотностях мощности возбуждения выше P_{thr} . При возбуждении ФЛ He-Ne лазером величина P_{thr} уменьшается и линии E и I отчетливо наблюдаются уже при плотностях мощности, равной $P = 10$ W/cm². При дальнейшем увеличении

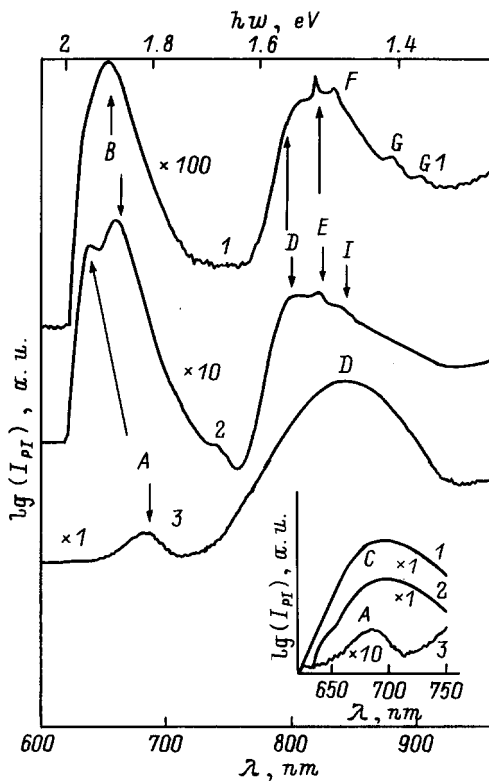


Рис. 1. Спектры ФЛ структуры ГБТ, приведенной в таблице. 1 — 10, 2 — 77, 3 — 300 К. На вставке приведены спектры структур с высокой концентрацией примесно-дефектных комплексов в слое эмиттера.

плотности мощности возбуждения интенсивность этих линий возрастает быстрее интенсивностей линий *A*, *C* и *D*. При изменении плотности мощности возбуждения изменяется энергетическое положение линии *I*, она смещается с ростом возбуждения в коротковолновую сторону. Эта зависимость показана на рис. 4. Необходимо отметить, что отношение интенсивностей линий *E* и *I* сильно (от 10:1 до 1:2) различается в различных исследованных структурах и незначительно изменяется при изменении плотности мощности возбуждения.

В работе [6] было показано, что сравнение экспериментальной зависимости интегральной интенсивности линии *E* от плотности мощности возбуждения, сверхлинейной в некотором диапазоне $P_{\min} < P < P_{\max}$, с расчетными кривыми позволяет оценить толщину области обеднения в слое коллектора. Измерения этой зависимости проводились в работе [6] на структурах со стравленным верхним контактным слоем, поскольку при малых плотностях мощности возбуждения Ar^+ лазером ($P_{\min} < P < P_{\text{thr}}$) линия *E* в спектрах не видна. Пример такой зависимости для структуры ГБТ со стравленным контактным слоем приведен на рис. 4. Видно, что интенсивность линий *E* возрастает линейно при $P_{\min} < P = 50 \text{ W/cm}^2$ и $P > P_{\max} = 110 \text{ W/cm}^2$ и сверхлинейно при промежуточных значениях плотности мощности возбуждения. Мы установили, что эту зависимость можно измерить в диапазоне $P < P_{\min}$ без удаления контактного слоя, если использовать для возбуждения ФЛ излучение He-Ne лазера. Полученная с использованием He-Ne лазера зависимость также приведена на рис. 4, откуда видно, что зависимости, полученные при возбуждении ФЛ лазерным излучением с различными длинами волн, синбатны, а значение плотности мощности, при котором интенсивность линии *E* начинает возрастать сверхлинейно, при

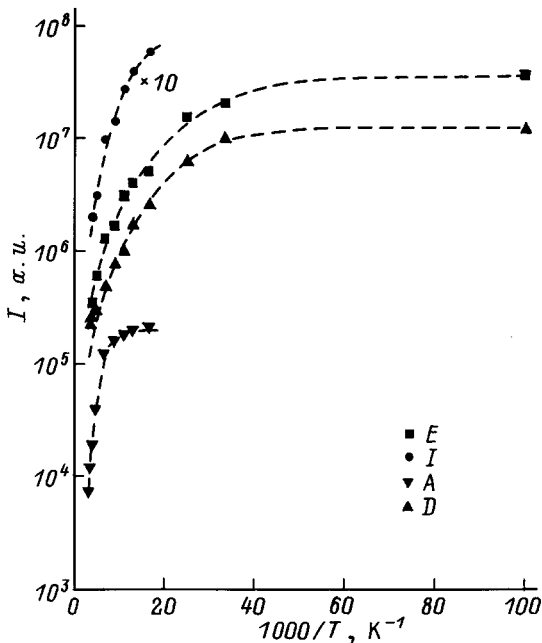


Рис. 2. Температурные зависимости интегральной интенсивности линий межзонной ФЛ в различных слоях структуры ГБТ.

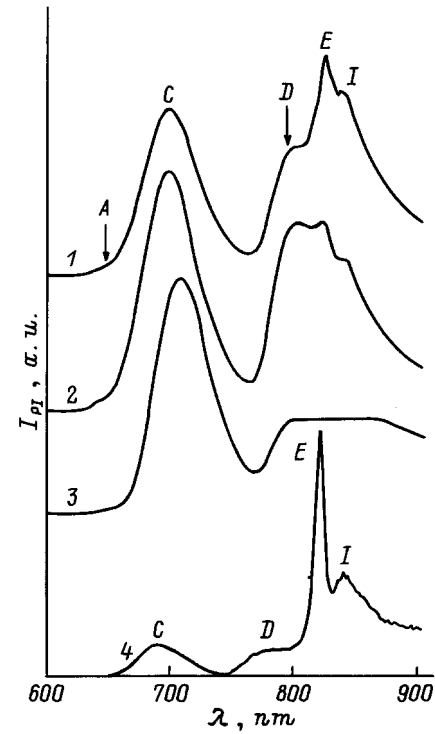


Рис. 3. Спектры ФЛ структуры ГБТ. 1–3 — возбуждение Ar^+ лазером, 4 — He-Ne лазером; $P, \text{W/cm}^2$: 1 — 500, 2 — 100, 3 — 50, 4 — 10.

возбуждении He-Ne лазером уменьшается до величины 20 W/cm^2 . Отметим также, что диапазон плотностей мощности возбуждения, в пределах которого наблюдается изменение энергетического положения линии *I*, совпадает с диапазоном сверхлинейного возрастания ее интенсивности.

Обсуждение результатов

Отношение интенсивностей линий межзонной рекомбинации в спектре структуры ГБТ определяется квантовым выходом ФЛ и распределением неравновесных носителей заряда по слоям структуры. Концентрация неравновесных носителей заряда в слоях структуры ГБТ пропорциональна доле лазерного излучения, поглощенного в этих слоях. Расчет величины поглощенного в слоях структуры лазерного излучения, проведенный с использованием коэффициентов поглощения излучения Ar^+ (He-Ne) лазеров, приведенных в работе [12], показал, что в контактном слое поглощается 74% (39%) лазерного излучения, в эмиттерном — 19% (24%), в базовом — 5.3% (15%) и коллекторном — 1.6% (17%). При малых плотностях мощности возбуждения (меньших P_{por}) интегральная интенсивность ФЛ контактного слоя составляет 25% (11%) от интегральной интенсивности ФЛ всей структуры, ФЛ слоя эмиттера — 75% (79%), слоя базы 0 (3%) и 0 (7%) приходится на ФЛ слоя коллектора. Низкая интенсивность ФЛ слоев

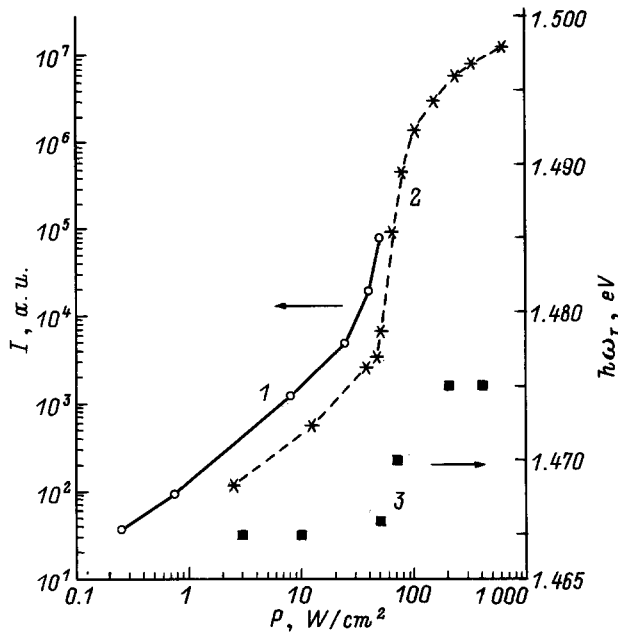


Рис. 4. Зависимости интегральных интенсивностей линии *E* и энергетического положения линии *I* от плотности мощности возбуждения при $T = 77$ К. 1 — при возбуждении He-Ne лазером, 2 — на структуре со сбалансированным контактным слоем при возбуждении Ag^+ лазером, 3 — энергетическое положение линии *I*.

базы и коллектора связана с наличием в этих слоях областей пространственного заряда (ОПЗ) [6], в которых генерированные светом неравновесные носители заряда разделяются электрическим полем ОПЗ и неосновные носители заряда выбрасываются в соседние слои. При повышении плотности мощности возбуждения (в диапазоне $P_{min} < P < P_{max}$) толщины ОПЗ в слоях базы и коллектора уменьшаются вследствие увеличения концентрации неравновесных носителей заряда, экранирующих заряд ионизированных доноров и акцепторов ОПЗ [6,20], и наблюдается возрастание интенсивности ФЛ из слоев базы и коллектора. В этом же диапазоне интенсивностей наблюдалось изменение энергетического положения линии межзонной рекомбинации слоя базы. Это изменение связано с тем, что слой базы в исследованных структурах состоит из двух областей с существенно различными уровнями легирования. При низких плотностях мощности возбуждения область с меньшим уровнем легирования обеднена и энергетическое положение линии *I* определяется излучением из сильно легированной области; при высокой плотности мощности возбуждения энергетическое положение линии *I* определяется излучением из области с меньшим уровнем легирования. Значения концентраций дырок, определенные по энергетическому положению линии *I* при низких и высоких плотностях мощности возбуждения, равны $P = 3 \cdot 10^{19}$ и $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ соответственно, что согласуется с уровнями легирования различных областей слоя базы, задаваемыми при росте структур.

При высоких плотностях мощности возбуждения (больших P_{max}) толщины ОПЗ становятся существенно меньше толщин слоев базы и коллектора и практически не влияют на эффективность ФЛ этих слоев, тем не менее и в этом случае доли поглощенного в слоях лазерного излучения и доли излучения слоев не совпадают. При возбуждении фотолюминесценции Ag^+ лазером 7% интегральной интенсивности ФЛ структуры излучалось в контактном слое, 20% — в слое эмиттера, 31% — в слое базы и 42% — в слое коллектора. Это явное несоответствие экспериментальных и расчетных значений, видимо, связано с различной величиной квантового выхода ФЛ в различных слоях структуры, которая определяется скоростью рекомбинации неравновесных носителей заряда через центры с глубокими уровнями, а в контактном слое значительную роль играет безызлучательная рекомбинация на поверхностных состояниях. Кроме того, интенсивность ФЛ слоя базы довольно сильно различалась в различных структурах ГБТ, что свидетельствует о существенно различной концентрации центров с глубокими уровнями в слоях базы исследованных структур. Эти вариации центров, скорее всего, обусловлены тем, что при росте слоев базы в различных структурах температура роста ($T_{sub} = 450^\circ\text{C}$) несколько варьировалась, что, как известно [21], приводит к изменению концентрации центров с глубокими уровнями в сильно легированных слоях GaAs:Be, полученных при низких температурах роста. Таким образом, низкая относительная интенсивность ФЛ слоя базы может служить основанием для отбраковки структур с высокой концентрацией центров с глубокими уровнями в этом слое.

Анализ температурных зависимостей интенсивностей линий рекомбинации зона-зона в контактном слое и слоях эмиттера, базы и коллектора в рамках модели Шокли-Рида-Холла [22–25] с двумя каналами рекомбинации неравновесных носителей заряда (межзонная рекомбинация и рекомбинация через центры с глубокими уровнями [24]) позволил определить энергии активации захвата носителей заряда на уровни таких центров. Следуя предположениям, сделанным в работах [25,26], легко показать, что интенсивность линии, связанной с рекомбинацией зона-зона в отдельном слое (*I*), определяется выражением:

$$I_{BB} = L / (1 + \tau_r / \tau_d), \tag{1}$$

где L — число электронно-дырочных пар, τ_r — время излучательной межзонной рекомбинации, τ_d — время безызлучательной рекомбинации.

Подставив в (1) температурные зависимости времен рекомбинации $1/\tau_r = W_1 T^{-1.54}$ [27] и $1/\tau_d = W_d \exp(-E_a/kT)$ [28], где E_a — энергия активации захвата носителей заряда на центр с глубокими уровнями, k — постоянная Больцмана, W_d — вероятность захвата носителя заряда на центр с глубокими уровнями при нулевой температуре и W_1 — константа, не зависящая от температуры, мы получили выражение для зависимости интенсивности линии ФЛ

межзонной рекомбинации от температуры

$$I_{BB}(T) = L/[1 + WT \exp(-E_a/kT)], \quad (2)$$

где $W = W_d/W_1$.

Наилучшее совпадение экспериментальных зависимостей интенсивностей линий ФЛ, связанных с переходами зона–зона, от температуры с рассчитанными по формуле (2) наблюдается при значениях W , равных 0.021, 0.029, 0.017, 0.025 (+10%), и энергиях активации E_a , равных 7.56, 17 и 6 (+10%) meV для контактного слоя и слоев эмиттера, базы и коллектора соответственно. Полученные значения E_a свидетельствуют о том, что центры с глубокими уровнями различны в слоях базы, эмиттера и коллектора. В то же время близкие значения E_a для ФЛ в коллекторном и контактном слоях n -GaAs:Si, отличающихся только уровнем легирования, позволяют предполагать, что эти слои содержат однотипные центры с глубокими уровнями.

Заключение

В работе исследована ФЛ GaAs/AlGaAs структур для гетеробиполярных транзисторов. Определены оптимальные условия фотолюминесцентного контроля параметров слоев таких структур. Установлено, что использование для возбуждения ФЛ He–Ne лазера позволяет отчетливо определять спектроскопические параметры линий ФЛ из различных слоев структуры ГБТ и оценивать толщину области обеднения в слое коллектора без стравливания верхнего контактного слоя. Для одновременного контроля уровней легирования контактного слоя и слоя базы, а также состава твердого раствора в слое эмиттера необходимо измерять спектры ФЛ при температурах выше 60 К. Измерение спектров ФЛ при более низких температурах позволяет определять химический состав мелких фоновых акцепторов в слоях эмиттера и коллектора.

Установлено также, что в структурах, слой базы которых содержит две области с различными уровнями легирования, анализ зависимости энергетического положения линии ФЛ из этого слоя от интенсивности возбуждения позволяет определять уровень легирования обеих областей.

Определены энергии активации захвата носителей заряда на центры с глубокими уровнями в различных слоях структуры.

Авторы благодарят В.А. Мишневу за помощь, оказанную при травлении структур ГБТ.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки России.

Список литературы

- [1] Kroemer H. // Proc. IEEE. 1982. Vol. 70. P. 13–20.
- [2] Packeiser G., Tews H., Zwicky P. // J. Cryst. Growth. 1991. Vol. 107. P. 883–892.
- [3] Das M.B. // IEEE Trans. Electron Devices. 1988. Vol. 35. N 5. P. 604–614.
- [4] Abram R.A., Rees G.J., Wilson B.L.H. // Advances in Physics. 1978. Vol. 27. P. 799–892.
- [5] Borghs G., Bhattacharyya K., Deneffe K. et al. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 66. N 9. P. 4381–4386.
- [6] Humer-Hager T., Asenov A. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 3. P. 1583–1590.
- [7] Lidekis T., Treideris G. // Semicond. Sci. Technol. 1989. Vol. 4. P. 932–942.
- [8] Eda K., Inada M. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 10. P. 4236–4243.
- [9] Humer-Hager T., Tews H. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. N 3. P. 1310–1317.
- [10] Oelgart G., Schwabe R., Heider M. et al. // Semicond. Sci. Technol. 1987. Vol. 2. P. 468–474.
- [11] ElAllali M., Sorensen C.B., Veje E. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. N 7. P. 4398–4404.
- [12] Pavesi L., Guzzi M. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. N 10. P. 4779–4842.
- [13] Tang X., Visser E.P., van Lin P.M.A. et al. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 5. P. 3278–3285.
- [14] Williams E.W., Bebb H.B. // Semiconductors and Semimetals / Ed. by R.K. Willardson. New York: Academic Press, 1972. Vol. 8. P. 336.
- [15] Гомпа З.Ю. Технология микроэлектронных устройств. М.: Радио и Связь, 1991. 528 с.
- [16] Look D.C., Pomrenke G.S. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 6. P. 3249–3254.
- [17] Hellman R., Oelgart G. // Semicond. Sci. Technol. 1990. Vol. 5. P. 1040–1045.
- [18] Ashen D.J., Dean P.A., Hurle D.T.J. et al. // J. Phys. Chem. Sol. 1975. Vol. 36. P. 1041–1047.
- [19] Леванюк А.П., Осипов В.В. // УФН. 1981. Т. 33. С. 427–477.
- [20] Бонч-Бруевич В.Л., Калашиков С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 685 с.
- [21] Duhamel N., Henoc P., Alexandre F., Rao E.V.K. // Appl. Phys. Lett. 1981. Vol. 39. N 1. P. 49–51.
- [22] Shockley W., Read W.T. // Phys. Rev. 1952. Vol. 87. P. 835–842.
- [23] Hall R.N. // Phys. Rev. 1952. Vol. 87. P. 387.
- [24] Вакуленко О.В., Луцица М.П. Оптическая перезарядка примеси в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1992. 206 с.
- [25] Glinchuk K.D., Prokhorovich A.V., Rodionov V.E. et al. // Phys. St. Sol. (a). 1978. Vol. 48. P. 593–602.
- [26] Rase A. // Phys. Rev. 1955. Vol. 97. P. 322–333.
- [27] Molencamp L.W., van't Blik H.F.J. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 8. P. 4253–4256.
- [28] Адирович Э.М. Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов. М.: ГИТТЛ, 1956. 350 с.