

02;05;06

Тепловые и оже-процессы в $p-n$ -переходах на основе гетероструктур GaInAs/InAs и InAsSbP/InAs

© Г.А. Сукач, П.Ф. Олексенко, А.Б. Богословская, Ю.Ю. Билинец, В.Н. Кабацкий

Институт физики полупроводников НАН Украины,
252650 Киев, Украина

(Поступило в Редакцию 9 апреля 1996 г.)

Исследованы процессы релаксации избыточной энергии и механизмы, ответственные за перегрев активной области ИК излучателей на основе неизопериодических структур с напряженными слоями InGaAs и близких к изопериодическим InAsSbP, излучающих в диапазоне $\lambda = 2.5-5.0$ мкм. Для ИК излучателей на основе $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ установлена взаимосвязь температур перегрева активной области структуры ΔT с оже-процессами. Показано, что при увеличении x в пределах 0–0.09 эффективность оже-рекомбинации падает, что способствует резкому падению ΔT . При $x > 0.09$ эффективность CHHS -оже-процессов экспоненциально ослабляется, однако в связи с ростом плотности дислокаций из-за существенной величины ($\sim 6.9\%$) параметра несоответствия решеток наблюдается, хотя и медленный, но рост ΔT .

Введение

Разработка и исследование полупроводниковых инфракрасных (ИК) излучателей на диапазон длин волн $\lambda = 2.5-5.0$ мкм, в который попадают полосы поглощения большинства промышленных (вредных, токсических и взрывоопасных) газов, проблема несомненно актуальная.

В работах [1,2] экспериментально установлено наличие сильного токового перегрева одиночных и двойных гетероструктур на основе изопериодических соединений InGaAsSb/InSb, излучающих в диапазоне $\lambda = 1.7-2.4$ мкм, что, естественно, приводило к нежелательному изменению излучательных, пороговых и др. характеристик приборов; проанализирована взаимосвязь рекомбинационных процессов (в том числе типа оже) с тепловыми процессами, а также роль энергетических барьеров в тепловых процессах.

Что касается процессов релаксации избыточной энергии и оптимизации температур перегрева активной области ИК излучателей на основе неизопериодических соединений с напряженными слоями InGaAs/InAs и близких к изопериодическим с ненапряженными слоями InAsSbP/InAs, излучающих в диапазоне $\lambda = 2.5-5.0$ мкм, то таких исследований не проводилось. Данная работа посвящена решению этих проблем.

Образцы и результаты эксперимента

Нами были исследованы неизопериодические гетероструктуры с напряженными слоями на основе $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ ($0.02 < x < 0.25$), излучающие в диапазоне $\lambda = 2.5-3.6$ мкм, и $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ ($x = 0.07-0.12$, $y = 0-0.1$), излучающие в диапазоне $\lambda = 3.8-5.0$ мкм. Для уменьшения ширины запрещенной зоны E_g и получения ненапряженных, близких к изопериодическим подложкам InAs структур выращивались слои с $y \Rightarrow 0$.

Слои n -InGaAs и n -InAsSbP на подложках n -InAs, ориентированных вдоль направления (111), выращивались

в потоке водорода из раствора-расплава, содержащего In, Ga и навески InAs (InGaAs) и In, Sb и навески InAs и InP (InAsSbP). Слои p -типа получали путем введения в расплав элементов Mn и Zn. Концентрация равновесных носителей тока в n -InGaAs составляла величину $n_0 \sim 3-5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (за счет избытка In и Ga), в p -области $p_0 \sim 9 \cdot 10^{16}-4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а в слоях InAsSbP — приблизительно на порядок меньше. Толщина верхнего p -слоя была в пределах 8–15 мкм. Исследовались излучатели 800×800 мкм с точечным контактом к излучающей поверхности (его площадь была $\sim 20\%$ от площади излучающей поверхности) и сплошным омическим контактом — к тыльной. Для создания омического контакта использовались соединения In–Mn–Au к p -InGaAs и p -InAsSbP и соединение In–Sn–Au к n -InAs. В ИК излучателях на основе InGaAs излучение выводилось через верхний эпистрой p -типа, а в случае соединений InAsSbP — через подложку.

На рис. 1 представлены определенные с использованием методик [3,1] зависимости температуры перегрева активной области диода $\Delta T = T_{p-n} - T_{\text{окр}}$ (где T_{p-n} и $T_{\text{окр}}$ — температуры $p-n$ -перехода и окружающей среды соответственно) от амплитуды синусоидального тока. Особенностью экспериментальных кривых является их разделение на две серии: кривая 1 — для гетероструктур InAsSbP и кривые 2–4 — для гетероструктур $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ с разным содержанием x . Причем на последних трех кривых можно выделить два участка $\Delta T \sim I^k$, зависящих от тока и типа гетероструктуры. На первом участке ($I < 50$ мА) $k = 0.71$ для всех типов гетероструктур; на втором ($I > 50$ мА) $k = 0.78-0.83$. Наибольший показатель степени имеют гетероструктуры $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ с $x = 0.026$, наименьший — с $x = 0.09$.

Обсуждение результатов эксперимента

Проанализируем отличие кривых $\Delta T = f(I)$ для гетероструктур на основе p - $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ с разными x с привлечением процессов в узкозонных материалах, име-

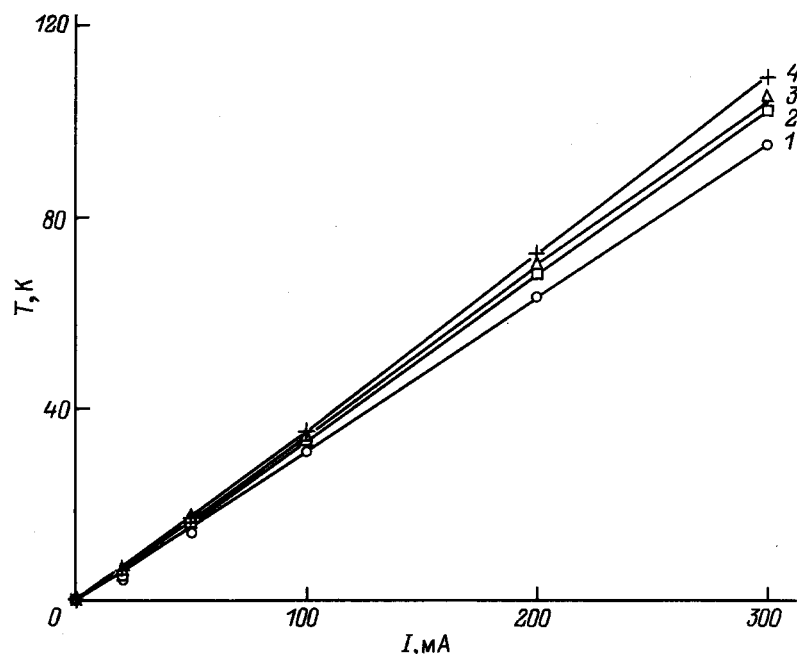


Рис. 1. Зависимость температуры перегрева активной области ИК излучателей на основе $InAsSbP$ с $\lambda_{max} = 4.31$ мкм (1) и $In_{1-x}Ga_xAs$ (2–4) от амплитуды синусоидального тока при $T = 298$ К и следующих $x = 0.09$ (2), 0.17 (3), 0.026 (4).

ющих большую концентрацию основных носителей тока в активной области ИК излучателей с $p-n$ -переходами.

Сначала отметим, что для оценки теплового действия синусоидального тока и расчета величины коэффициентов наклона k необходимо пользоваться действующим значением тока $I/\sqrt{2}$. Учет этого фактора приводит к близости наклонов $\Delta T(I)$ настоящей работы и работы [2]. Равенство коэффициентов наклона зависимости $\Delta T = f(I)$ при $I < 50$ мА (с учетом теплового действия тока величина $I_{3\phi} < 35$ мА) для всех трех структур на основе $In_{1-x}Ga_xAs$ свидетельствует о том, что механизм релаксации избыточной энергии в них один и тот же. Механизм разогрева следующий [2]: при малых и умеренных токах температура электронного газа T_e , которая устанавливается за счет электрон-электронного и электрон-дырочного взаимодействия, практически не отличается от температуры решетки $T_p = T_{p-n}$ (при этом имеет место только решеточный разогрев активной области, обусловленный термическим расширением постоянной решетки; вклад этого механизма не более 25%). При $I > 50$ мА установившаяся температура электронного газа превышает температуру решетки (время установления этой температуры $\sim 10^{-14} - 10^{-13}$ с). Избыточная энергия электронного газа передается решетке как путем взаимодействия сначала с длинноволновыми (а затем и со всеми) оптическими фононами, так и путем взаимодействия неравновесных и равновесных фононов. В этой области токов наблюдаются различные наклоны зависимости $\Delta T = f(I)$ для разных составов $In_{1-x}Ga_xAs$.

Различие наклонов k для структур $In_{1-x}Ga_xAs$ с разными x при $I > 50$ мА служит в пользу изменения механизмов как рассеяния энергии (взаимодействие носителей тока со всеми возбужденными оптическими

и акустическими фононами и фонон-фононное взаимодействие, обеспечивающее передачу энергии от электронной системы к решетке), так и рекомбинации (рост τ_n , изменение соотношения между мономолекулярным механизмом безызлучательной рекомбинации и механизмами более высоких порядков).

Известно, что в температурном интервале 200–400 К определяющий вклад в рекомбинационные процессы в соединениях $In_{1-x}Ga_xAs$ вносит конкуренция между излучательными и оже-процессами [4,5]. При $T \sim 130 - 160$ К вклады их сравнимы.

Найденная из разности температур перегрева активной области излучателей с x , изменяющимся в диапазоне 0–0.22, и $x = 0.09$ (ΔT минимально) зависимость температуры $\delta T(x)$, обусловленная вкладом только оже- и других рекомбинационных процессов, представлена на рис. 2. Видно, что при максимальной амплитуде синусоидального тока ($I \simeq 300$ мА) эта разность δT не превышает 10 К. Как отмечалось в работе [4], в четырехзонной модели Кейна обычный классический канал оже-рекомбинации в материалах $p-InAs$ и близких к ним по составу соединениях $p-In_{1-x}Ga_xAs$ типа $CHNV$ (рекомбинация одного электрона и двух дырок с передачей энергии одной из них в этой же зоне) не играет существенной роли. Здесь основным механизмом рекомбинации неравновесных носителей тока при $T > 100$ К является $CHHS$ -оже-процесс, т. е. процесс с участием одного электрона и двух дырок с выбросом одной из них (тяжелой дырки $-m_h$) в спин-орбитально отщепленную зону (скорость такого процесса $\sim R_A p_0^2 \Delta n$, время — $\tau_A = R_A^{-1} p_0^{-2}$, где R_A — коэффициент оже-рекомбинации по механизму $CHHS$). При этом закон

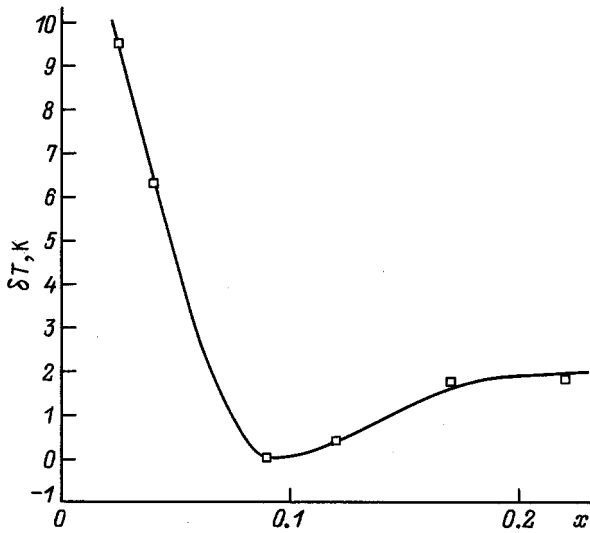


Рис. 2. Повышение температуры перегрева активной области ИК излучателей с заданным составом твердого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ над температурой перегрева ИК излучателей с оптимальным составом ($x = 0.09$) при $T = 298 \text{ K}$ и $I = 300 \text{ mA}$.

сохранения энергии и импульса не накладывает никаких ограничений на энергии рекомбинирующих частиц.

Определенные в настоящей работе величины $\tau = 5\text{--}55 \text{ ns}$ близки к экспериментально измеренным (300 K) с помощью методик фотопроводимости и фотомагнитного эффекта временам межзонной оже-рекомбинации $\tau = 5\text{--}10 \text{ ns}$ [6] и рассчитанным теоретически $\tau = 1145 \text{ ns}$ [5] для слоев $p\text{-In}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{As}$ с концентрацией носителей тока $\sim 1\text{--}2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. При этом для $p\text{-InAs}$ и составов $p\text{-In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ с $x \Rightarrow 0$ эффективность оже-процессов максимальна, а внутренний квантовый выход η_1 минимален. Такая ситуация обусловлена близостью E_g для этих материалов к энергии спин-орбитального расщепления Δ . Этот факт способствует гашению люминесценции таких материалов и максимальному перегреву структур на их основе [2]. Согласно работе [5], при выполнении условия

$$\frac{E_g - \Delta}{T} = 2 \frac{m_h}{m_{so}} \quad (1)$$

коэффициент оже-рекомбинации максимален (из-за удовлетворения компромисса между требованиями $E_g - \Delta \Rightarrow 0$ и большой плотности конечных состояний для третьего носителя тока) и не зависит от концентрации основных носителей тока (в неворожденном случае) и составляет величину $R_A = 2.2 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^6/\text{s}$. В выражении (1) $m_h = 0.41\text{--}0.42m_0$ и $m_{so} = 0.14m_0$ [5] — эффективная масса тяжелой дырки в спин-орбитально отщепленной зоне соответственно, m_0 — масса электрона.

При изменении x в диапазоне $0\text{--}0.09$ эффективность безызлучательного канала CHNS -оже-рекомбинации падает ввиду увеличения разности $E_g - \Delta$ (при $x = 0.082$

величина $E_g - \Delta = 40 \text{ мэВ}$ в связи с ростом x , при этом E_g изменяется на 40 мэВ , а Δ — только на 0.2 мэВ [4]). Это, естественно, приводит к увеличению рекомбинационного потока через альтернативный излучательный канал и к падению ΔT (рис. 2, а также рис. 1, где при $x = 0.09$ ΔT минимально), что коррелирует с резким ростом мощности излучения в активной области $p\text{-InGaAs}$ при изменении $E_g - \Delta$ в пределах $30\text{--}45 \text{ мэВ}$ (в 20 раз при $T = 77 \text{ K}$ ($x = 0.082$) по сравнению с $p\text{-InAs}$ [4]).

При дальнейшем увеличении x , хотя плотность конечных состояний $(m_{so}T)^{3/2}$ и увеличивается, вероятность CHNS -оже-процесса экспоненциально ослабляется за счет участия в рекомбинации носителей тока только из хвоста функции распределения, что обусловлено ростом E_g и особенно разности $E_g - \Delta$ [7,5]. При этом ΔT должно было бы еще более уменьшаться. Однако в этой области составов включаются альтернативные каналы безызлучательной рекомбинации, обусловленные резким ростом плотности наклонных дислокаций из-за существенной величины ($\sim 6.9\%$) параметра несоответствия решеток. При наблюдении со стороны верхнего эпислая $p\text{-InGaAs}$ плотность дислокаций, определенная путем подсчета ямок травления, с ростом x увеличивалась, достигая при $x = 0$ величины $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$. При эксплуатации дислокации служат источником формирования мощного стабильного канала безызлучательной рекомбинации, обеспечивающего рост $\delta T(x)$, в той области составов, где вероятность CHNS -оже-процессов резко падает. Это могут быть процессы Шокли–Рида через глубокие уровни в объеме и интерфейсных областях гетероструктуры, связанные с наличием дислокаций и их обрамлений (со средней концентрацией точечных дефектов $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) [8], а также включение других видов оже-рекомбинации, менее вероятных в обычных условиях, например классических CHSC - и CHNV -оже-процессов, а также типа CHNL (с участием электрона и двух тяжелых дырок с выбросом одной из

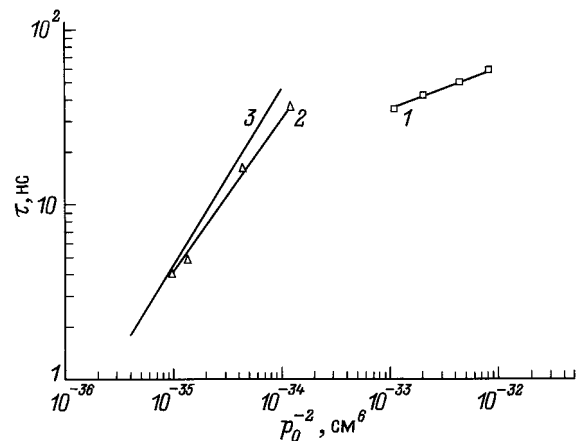


Рис. 3. Концентрационные зависимости экспериментально измеренного времени жизни в соединениях $p\text{-InAsSbP}$ (1), $p\text{-InGaAs}$ (2) и теоретически рассчитанного времени CHNS -оже-процесса для InGaAs структур (3) ($I = 120 \text{ mA}$, $T = 298 \text{ K}$).

них в зону легких дырок), вероятность которых повышается на фоне уменьшающейся вероятности $CHHS$ -оже-процессов при наличии значительного количества фононов и примесей, которые устраняют ограничения, накладываемые на эти процессы законом сохранения импульса [9]. Это приводит к уменьшению как τ , так и η_i и, следовательно, хотя и к медленному, но росту ΔT .

Проявление тех или иных видов безызлучательной рекомбинации в тепловых процессах ИК излучателей на основе гетероструктур $InGaAs/InAs$ и $InAsSbP/InAs$ проиллюстрировано на рис. 3, где представлена зависимость $\tau_{эфф}$ от концентрации основных носителей тока p_0 . Видно, что при $p_0 < 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (гетероструктуры на основе $InAsSbP$) вклад в зависимость $\tau_{эфф}(p_0)$ вносит преимущественно излучательная рекомбинация, а не рекомбинация Шокли–Рида (вклад в δT дает, естественно, безызлучательная рекомбинация Шокли–Рида). В последнем случае наблюдалась бы независимость $\tau_{эфф}(p_0)$. При $p_0 > 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (гетероструктуры на основе $InGaAs$) вклад в основном дают оже-процессы. Об этом свидетельствует близость теоретической и экспериментальной кривых для $\tau_{эфф}$, которые имеют также квадратичный характер. Ослабление экспериментальной кривой по отношению к теоретической может быть связано с вкладом в зависимость $\tau_{эфф}(p_0)$ других механизмов рекомбинации (в частности, излучательной и рекомбинации Шокли–Рида).

Выводы

1. Проведено исследование температур перегрева активных областей ИК диодов разных составов на основе $In_{1-x}Ga_xAs$ ($0.02 < x < 0.25$), излучающих в диапазоне $\lambda = 2.5\text{--}3.6$ мкм, и $InAs_{1-x-y}Sb_xP_y$ ($x = 0.07\text{--}0.12$, $y = 0\text{--}0.1$), излучающих в диапазоне $\lambda = 3.8\text{--}5.0$ мкм.

2. Установлено, что в ИК излучателях на основе $In_{1-x}Ga_xAs$ вклад в перегрев активной области структур с $x = 0\text{--}0.09$ вносят в основном $CHHS$ -оже-процессы (при $x \rightarrow 0$ и $I = 300$ мА величина $\delta T \sim 10$ К); для структур с $x > 0.09$ — этот перегрев обусловлен механизмами рекомбинации Шокли–Рида через глубокие центры.

Список литературы

- [1] Колчанова Н.М., Попов А.А., Богословская А.Б., Сукач Г.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 21. С. 61–65.
- [2] Колчанова Н.М., Попов А.А., Сукач Г.А., Богословская А.Б. // ФТП. 1994. Т. 28. Вып. 12. С. 2065–2072.
- [3] Свечников С.В., Сукач Г.А., Сытко Н.И., Николаенко В.В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 11. С. 2265–2266.
- [4] Зотова Н.В., Ясиевич И.Н. // ФТП. 1977. Т. 11. Вып. 10. С. 1882–1887.
- [5] Гельмонт Б.Л., Соколова З.Н., Ясиевич И.Н. // ФТП. 1982. Т. 16. Вып. 4. С. 592–600.
- [6] Андрушко А.И., Саликов Х.М., Слободчиков С.В. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 3. С. 537–538.

- [7] Айдаралиев М., Зотова Н.В., Карандашев С.А., Стусь Н.М. // ФТП. 1989. Т. 23. Вып. 4. С. 592–596.
- [8] Шарма Б.Л., Пурухит Р.К. Полупроводниковые гетеропереходы. М.: Сов. радио, 1979. 228 с.
- [9] Айдаралиев М.Ш., Зегря Г.Г., Зотова Н.В. и др. // ФТП. 1992. Т. 26. Вып. 24. С. 246–256.