

УДК 621.315.592

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КОМПЕНСИРОВАННОГО SiC-6H

Евстропов В. В., Линьков И. Ю., Морозенко Я. В., Пикус Ф. Г.

Исследована фотолюминесценция (ФЛ) компенсированных и некомпенсированных эпитаксиальных слоев SiC-6H. Слои выращивались методом бесконтейнерной жидкостной эпитаксии и содержали различные концентрации азота (донор) и алюминия (акцептор). Исследование спектров донорно-акцепторной люминесценции показало, что при уровне легирования $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в сильно компенсированных образцах проявляется потенциальный рельеф зон. Показано, что высокотемпературная ФЛ (500–900 К) SiC-6H обусловлена в основном излучательной аннигиляцией свободного экситона. Установлено, что при высокой температуре форма экситонной полосы гауссова. Обсуждаются возможные факторы уширения экситонной полосы. В сильно компенсированных образцах наблюдается сдвиг максимума полосы экситонной люминесценции в область меньших энергий. Высказано предположение о локализации экситона в зонном рельефе. Обнаружена сильная зависимость интенсивности люминесценции свободного экситона от концентрации акцептора Al. Предложена модель распада экситона в окрестности акцептора Al в компенсированном карбиде кремния.

Введение. Знание степени компенсации необходимо при создании практически любого полупроводникового прибора. Так, при разработке синих светодиодов на SiC-6H компенсация проводимости позволяет оптимизировать квантовый выход электролюминесценции [1]. Наиболее распространенным методом определения степени компенсации являются холловские измерения. Однако они требуют специального приготовления образцов и нанесения омических контактов. Оптические методы определения степени компенсации основаны на изменении спектра люминесценции в компенсированном полупроводнике. В GaAs для этой цели используется донорно-акцепторная люминесценция (ДАЛ) [2].

В работе исследовано влияние компенсации на люминесценцию свободных экситонов и донорно-акцепторных пар N—Al в SiC-6H. Показано, что компенсация SiC сопровождается образованием зонного рельефа. Проведенное исследование люминесценции свободного экситона в SiC-6H в широком температурном интервале (вплоть до 900 К) показало, что в компенсированных образцах экситон локализуется в зонном рельефе. Такая локализация экситона в окрестности ионизованного акцептора Al приводит к безызлучательному распаду экситона.

1. Технология изготовления образцов
и методика исследований

Исследование люминесценции проводилось в эпитаксиальных слоях SiC-6H, выращенных методом бесконтейнерной жидкостной эпитаксии из раствора-расплава Si—C [3] и легированных азотом и алюминием (основные легирующие примеси в SiC). Технология выращивания образцов была разработана на основании исследования процессов легирования карбида кремния донором — азотом [4] и акцептором — алюминием [5] при жидкостной эпитаксии. В качестве подложек использовались ориентированные монокристаллы SiC-6H, изготовленные по методу Лели. Слои выращивались на грани с ориентацией (0001).

Были выращены две серии эпитаксиальных слоев: концентрация доноров N в первой серии (I) составляла $\sim 0.5 \cdot 10^{18}$, а во второй (II) — $1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Концентрации акцепторов изменялись как в *I*, так и во *II* сериях за счет изменения концентрации Al, вводимого в раствор-расплав Si—C. Концентрация Al в растворе-расплаве менялась от 0 до 6 вес%. Ранее [5] было показано, что в этом интервале концентрация атомов Al в эпитаксиальном слое пропорциональна концентрации Al в растворе-расплаве. Увеличение концентрации Al позволило изменять тип проводимости эпитаксиальных слоев от *n* к *p* за счет перекомпенсации. Для образцов *I*, *II* серий точке компенсации соответствовало содержание Al 0.2 и 0.6 вес% соответственно.

Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась импульсным азотным лазером с энергией квантов 3.68 эВ; исследование фотолюминесценции проводилось в интервале температур 77÷900 К. Для исключения вклада ФЛ подложки в исследуемый спектр отбирались подложки со слабой люминесценцией, а слои выращивались достаточно толстыми (10—15 мкм). Интенсивность регистрируемой люминесценции корректировалась в соответствии с толщиной эпитаксиального слоя. Все спектры представляют собой зависимость потока фотонов, приходящегося на единичный интервал энергий, от энергии.

2. Влияние компенсации на донорно-акцепторную люминесценцию

При низкой температуре (83 К) в обеих сериях образцов основной полосой рекомбинационного излучения специально не легированных эпитаксиальных слоев является полоса донорно-акцепторной люминесценции в парах N—Al, состоящая из *B*- и *C*-серий электронно-колебательных переходов с участием «мелкого» (0.1 эВ) и «глубокого» (0.15 эВ) уровней азота [6]; максимум полосы имеет энергию $E_{\max} = 2.68$ эВ (рис. 1).

Легирование эпитаксиальных слоев алюминием приводит к сильным изменениям характеристик краевого излучения: изменяются квантовый выход ФЛ ($\eta_{\text{ФЛ}}$), спектральное положение и тонкая структура полосы люминесценции. Слабое легирование слоев *n*-типа Al приводит к росту квантового выхода ФЛ $\eta_{\text{ФЛ}}$ донорно-акцепторной полосы. При этом с ростом концентрации алюминия растет относительный вклад в спектр переходов *C*-серии и E_{\max} становится равно 2.62 эВ. Увеличение концентрации Al сопровождается компенсацией проводимости; в сильно компенсированных образцах спектр краевой люминесценции претерпевает значительные изменения: полоса становится бесструктурной, ее максимум оказывается смещенным в область меньших энергий ($E_{\max} = 2.56$ эВ в образце с наибольшей степенью компенсации), а $\eta_{\text{ФЛ}}$ достигает максимального значения. Дальнейшее увеличение концентрации Al приводит к перекомпенсации проводимости и росту слоев *p*-типа. При этом восстанавливается тонкая структура электронно-колебательных переходов. Интенсивность люминесценции в образцах *p*-типа убывает по мере увеличения концентрации акцептора Al.

Сопоставление зависимостей $\eta_{\text{ФЛ}}$ от концентрации Al в образцах *I* и *II* серий (рис. 2) показало, что при низкой температуре $\eta_{\text{ФЛ}}$ имеет хорошо выраженный максимум при концентрации Al, примерно соответствующей компенсации проводимости. При этом величина максимального значения $\eta_{\text{ФЛ}}$ для образцов *I* серии (концентрация азота $0.5 \cdot 10^{18}$ см⁻³) в 5 раз больше, чем максимальное значение $\eta_{\text{ФЛ}}$ для образцов *II* серии ($N_N = 1.0 \cdot 10^{18}$ см⁻³).

Компенсация приводит также к сильной зависимости положения коротковолнового крыла основной полосы люминесценции от интенсивности возбуждения. Это изменение формы спектра для образцов *II* серии с различной концентрацией Al отражено на рис. 3. Рисунок представляет собой серию спектральных зависимостей отношения $I_1(\lambda)/I_2(\lambda)$, где $I_1(\lambda)$ — интенсивность люминесценции (на длине волны λ) при большом уровне возбуждения, а $I_2(\lambda)$ — интенсивность люминесценции (на той же длине волны) при уменьшении интенсивности возбуждения в 3 раза. Разные кривые соответствуют образцам с разными концентрациями:

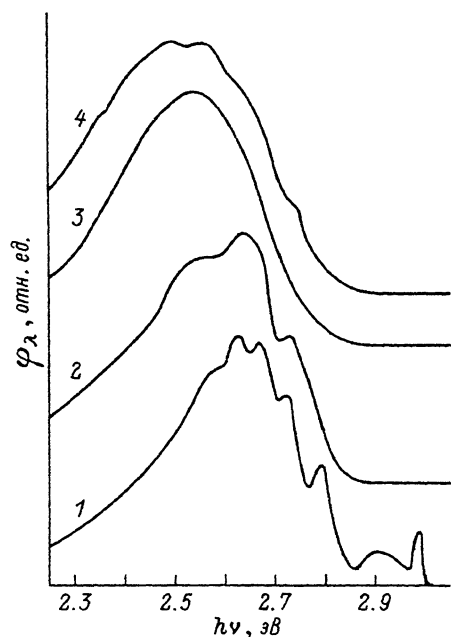


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (при $T = 83$ К) эпитаксиальных слоев SiC-6H, выращенных из раствора-расплава Si—C с различным содержанием алюминия.

N_{Al} , вес%: 1—0, 2—0.14, 3—0.5, 4—1.9.

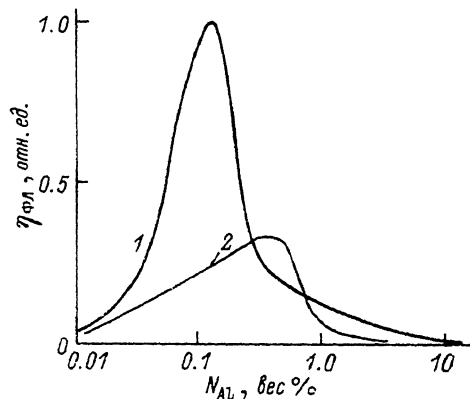


Рис. 2. Зависимость квантового выхода фотолюминесценции $\eta_{ФЛ}$ (при $T = 83$ К) от концентрации Al в растворе-расплаве Si—C для образцов с различным содержанием азота и алюминия.

1— для образцов I серии с концентрацией азота $N_N = 0.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; 2— то же для образцов II серии с $N_N = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

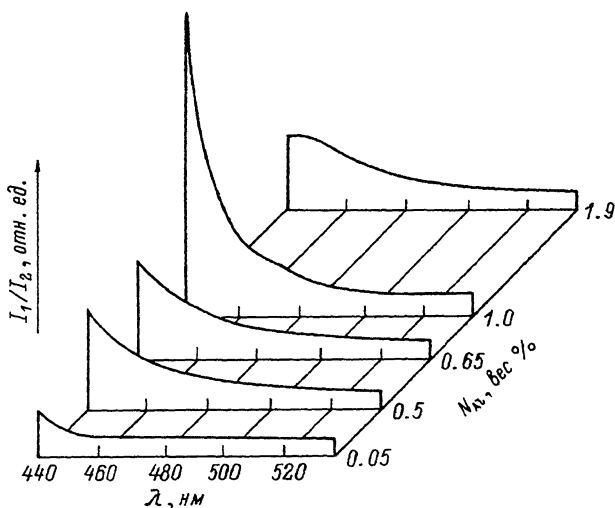


Рис. 3. Зависимости отношения амплитуд спектров фотолюминесценции I_1/I_2 , полученных при двух различных уровнях возбуждения, от длины волны λ .

Разные кривые соответствуют образцам с различной N_{Al} в растворе-расплаве Si—C.

Al. Видно, что в слабо компенсированных слоях (как n -, так и p -типа) изменение интенсивности фотовозбуждения не приводит к заметному изменению формы полосы при низкой температуре. В то же время в компенсированных образцах трехкратное увеличение интенсивности возбуждающего света приводит к существенному сдвигу коротковолнового края полосы в область больших энергий.

Итак, в спектрах краевой люминесценции легированных N и Al и сильно компенсированных эпитаксиальных слоев SiC-6H обнаружены три отличительные особенности: 1) смещение энергии максимума краевого излучения на 120 мэВ в область меньших энергий по сравнению с некомпенсированными образцами и исчезновение тонкой структуры спектра; 2) рост квантового выхода краевой ФЛ при увеличении степени компенсации и примерное соответствие концентрации Al, при которой наблюдается максимум $\eta_{\text{ФЛ}}$, точке компенсации проводимости; 3) появление в компенсированных образцах зависимости положения коротковолнового крыла полосы люминесценции от интенсивности фотовозбуждения. Перечисленные три особенности указывают на наличие развитого потенциального рельефа зон в исследованных компенсированных эпитаксиальных слоях SiC-6H.

3. Полоса люминесценции свободного экситона при высоких температурах

Во всех исследованных нами образцах SiC-6H люминесценция вблизи края зоны наблюдается вплоть до 900 К. При низкой температуре (~ 80 К) в специально не легированных образцах SiC-6H n -типа в спектре наблюдается несколько отчетливо выраженных линий люминесценции (рис. 4): линия с $h\nu_{\text{max}} = 2.99$ эВ (экситон, связанный на нейтральном доноре N [⁷]); полоса с $h\nu_{\text{max}} = 2.62$ эВ (электронно-колебательная полоса ДАЛ в парах N—Al) и группа из трех линий с $h\nu_{\text{max}} = 2.94, 2.91$ и 2.88 эВ (энергии 2.94 и 2.91 эВ близки к значениям энергий линий, интерпретированных в работе [⁸] как линии люминесценции свободного экситона с испусканием TO - и LO -фононов). Повышение температуры приводит к быстрому тушению примесной люминесценции. В то же время линии 2.94 и 2.91 эВ разгораются и уже при 150 К доминируют в спектре специально не легированных образцов. По мере повышения температуры эти две линии уширяются и при 300 К сливаются в одну полосу с $h\nu_{\text{max}} = 2.91$ эВ. При температуре больше 650 К полоса становится симметричной и ее форма хорошо совпадает с гауссовым контуром:

$$I_{\nu} = I_0 \exp \left[-A (\nu - \nu_0)^2 / \nu_0^2 \right].$$

В интервале температур 650÷900 К полуширина полосы растет пропорционально температуре.

На рис. 5 приведена зависимость энергии максимума спектра люминесценции свободного экситона $h\nu_{\text{max}}$ от температуры в интервале 83÷900 К. Значение $h\nu_{\text{max}}$ в интервале температур 83÷550 К получено непосредственно из спектров, а в интервале 550÷870 К определялось аппроксимацией полосы гауссовым контуром, что значительно увеличило точность измерения.

С целью интерпретации высокотемпературной ФЛ сопоставим температурную зависимость $h\nu_{\text{max}}(T)$ с температурной зависимостью ширины экситонной запрещенной зоны $E_{g,x}(T)$. Поскольку время послесвечения свободного экситона, измеренное по спектрам электролюминесценции p — n -переходов, около 1 мкс [⁹], можно предположить, что в эпитаксиальных слоях должно устанавливаться квазиравновесное распределение экситонов по энергии, и поэтому температурная зависимость $E_{g,x}(T)$, определенная в работе [¹⁰] по спектрам поглощения, сопоставляется с температурной зависимостью величины $h\nu_{\text{max}} - kT/2$. При низкой температуре величина $h\nu_{\text{max}} - kT/2$ на 105 мэВ меньше $E_{g,x}$, что соответствует энергии LO -фонона. При повышении температуры разница между значениями

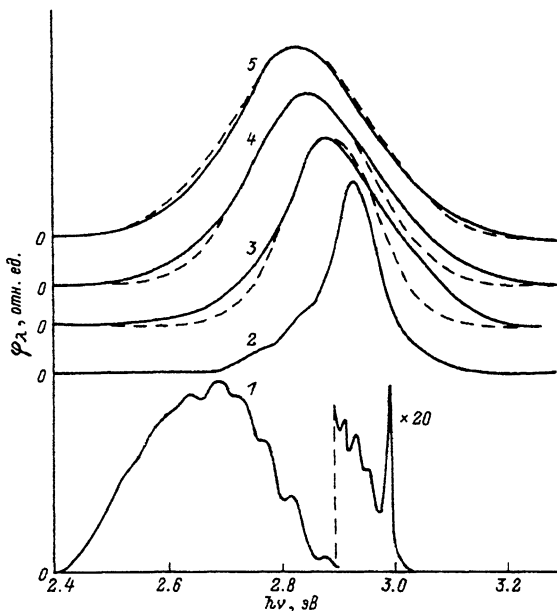


Рис. 4. Спектры фотолуминесценции специально не легированного эпитаксиального слоя SiC-6H при различных температурах.

Т, К: 1 — 83, 2 — 290, 3 — 550, 4 — 720, 5 — 900. Штриховые линии — аппроксимации спектров гауссовыми контурами.

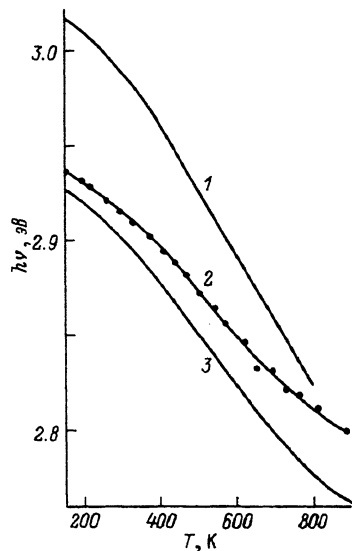


Рис. 5. Температурные зависимости характеристик свободного экситона в SiC-6H.

1 — ширина экситонной запрещенной зоны E_{gx} (из работы [10]), 2 — энергия максимума спектра люминесценции свободного экситона $h\nu_{\max}$, 3 — величина $h\nu_{\max} - 1/2 kT$.

$h\nu_{\max} - kT/2$ и E_{gx} уменьшается (при 800 К она равна 60 мэВ). Это уменьшение может быть связано с вкладом возбужденных состояний экситона и с относительно более быстрым ростом числа фононов с малой энергией при повышении температуры. Соответствие температурных зависимостей $h\nu_{\max}$ и E_{gx} является подтверждением интерпретации полосы высокотемпературной ФЛ как люминесценции свободного экситона.

4. Факторы уширения полосы люминесценции свободного экситона

Рассмотрим процессы, обуславливающие уширение полосы люминесценции свободного экситона. Первая причина уширения — тепловое распределение экситонов по энергии в экситонной зоне ($3/2kT = 120$ мэВ при 900 К), вторая — участие различных типов фононов в процессе аннигиляции экситонов. Так, при низкой температуре (~ 4 К) в спектре люминесценции SiC проявляются фононные повторения с участием TA-, LA-, TO- и LO-фононов [8]. При повышении температуры линии отдельных фононных повторений уширяются и сливаются в единую полосу. Максимальное уширение экситонной полосы за счет участия TA-, LA-, TO- и LO-фононов не должно превышать 60 мэВ.

Исследование контура полосы экситонной люминесценции в GaP, выполненное в интервале температур $80 \div 300$ К [11], показало, что форма спектра экситонной люминесценции асимметрична и хорошо совпадает с контуром, рассчитанным при учете теплового распределения экситонов и участия в переходах фононов с различной энергией. Мы провели экспериментальное исследование контура полосы люминесценции свободного экситона в эпитаксиальном специально не легированном GaP в расширенном интервале температур (до 680 К) и также

обнаружили хорошее соответствие формы с расчетным контуром. Оценка полуширины полосы люминесценции ΔS свободного экситона в SiC политаипа 3C, выполненная нами по спектрам, приведенным в работе [12], показывает, что и в случае SiC-3C при высоких температурах полуширина полосы ($\Delta S = 200$ мэВ при 1000 К) не превышает суммы уширений, обусловленных этими двумя факторами.

В то же время в SiC-6H в интервале температур 650÷900 К ΔS почти в 2 раза больше суммы уширений, обусловленных тепловым распределением экситонов и участием фононов с различной энергией ($\Delta S = 350$ мэВ при 900 К). Возможно, что дополнительные механизмы уширения связаны с многофононными переходами при аннигиляции экситонов и с конечным временем жизни фононов. Последний механизм очень чувствителен к особенностям фононного спектра, поскольку для распада фонона необходимо удовлетворить законам сохранения энергии и импульса, а также правилам отбора по симметрии. Время жизни фонона за счет распада тем меньше, чем на меньшее число фононов распадается исходный фонон; это время минимально при распаде на два фонона. Исследование колебательного спектра SiC методом комбинационного рассеяния [13] показало, что в спектре SiC-6H существует дополнительная мода с частотой 235 см^{-1} и аномально большим затуханием ($\Gamma = 450 \text{ см}^{-1}$), отсутствующая в политаипе 3C. Обнаруженная низкочастотная мода в SiC-6H может играть роль конечного состояния при распаде фононов, принимающих участие в экситонной люминесценции, и приводить к дополнительному уширению фононного спектра.

Вероятность такого распада может быть весьма высока вследствие двух причин: во-первых, фононы, принимающие участие в люминесценции, могут распасться на два колебания сильнозатухающей моды; во-вторых, аномально большое затухание конечного состояния снимает правила отбора по импульсу и симметрии. При низкой температуре (~ 2 К) затухание фононных мод мало что проявляется в малой полуширине линий люминесценции свободных и связанных экситонов [14]. Однако при высоких температурах вероятность распада фононов в SiC-6H может резко возрасти, так как с ростом температуры число конечных состояний для распада будет увеличиваться.

Все рассмотренные выше механизмы уширения экситонной полосы имеют линейную зависимость полуширины от температуры, что согласуется с экспериментом.

5. Влияние компенсации на экситонную люминесценцию

В компенсированных эпитаксиальных слоях SiC-6H даже при низких температурах полоса примесной люминесценции уширена и перекрывается с полосой люминесценции свободного экситона. Поэтому люминесценцию свободного экситона в этих образцах мы исследовали при высоких температурах, когда примесная полоса почти полностью тушится.

Установлено, что по мере увеличения степени компенсации максимум экситонной полосы смещается в область меньших энергий относительно энергии максимума в некомпенсированных образцах (рис. 6, а). Наибольшее смещение наблюдается в максимально компенсированных образцах и составляет 35 мэВ. Именно в этих образцах спектр ДАЛ претерпевает наибольшие изменения, свидетельствующие о проявлении потенциального рельефа зон.

Температурная зависимость интенсивности экситонной люминесценции в образцах с различной степенью компенсации различна, однако во всех образцах интегральная интенсивность растет с ростом температуры вплоть до 900 К, причем полуширина экситонной полосы растет практически линейно (примерно как $5kT$).

Линейный рост полуширины одинаков для образцов с разной компенсацией и поэтому обусловлен причинами, не зависящими от степени компенсации.

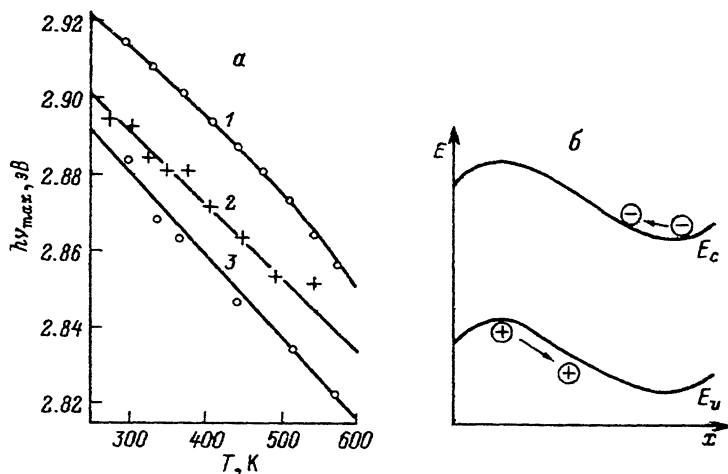


Рис. 6. Влияние компенсации на экситонную люминесценцию.

a — температурная зависимость энергии максимума спектра люминесценции свободного экситона $h\nu_{\max}$ для эпитаксиальных слоев SiC-6H с различным содержанием алюминия. N_{Al} , вес%: 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1.0; *b* — схема локализации экситона потенциальным рельефом.

Поскольку нас интересует сравнение температурных зависимостей интенсивности люминесценции в образцах с разной степенью компенсации, мы будем измерять отношение интегральной интенсивности люминесценции в компенсированных образцах и интенсивности в некомпенсированном образце или, что то же самое, отношение амплитуд линий люминесценции этих образцов.

Зависимость амплитуды полосы люминесценции в образцах с разной степенью компенсации от температуры приведена на рис. 7. В специально не компенсированных образцах и в образцах, компенсированных слабо, амплитуда экситонной люминесценции $L_{\text{экс}}$ слабо зависит от температуры (в интервале

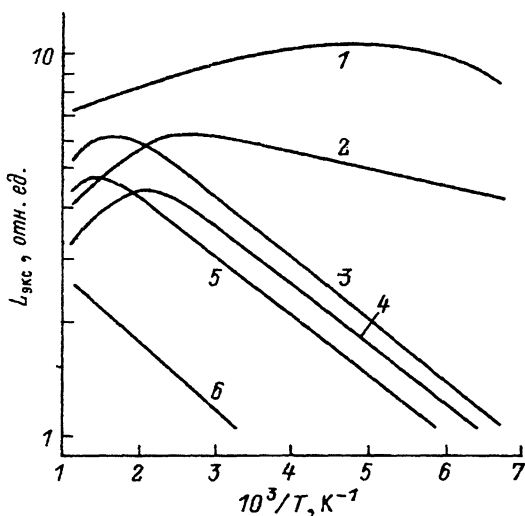


Рис. 7. Температурная зависимость амплитуды экситонной люминесценции в эпитаксиальных слоях SiC-6H с различным содержанием алюминия.

N_{Al} , вес%: 1 — 0, 2 — 0.05, 3 — 0.5, 4 — 0.65, 5 — 1.0, 6 — 1.9.

150÷900 К). В то же время в сильно компенсированных образцах с выраженным рельефом зон экситонная люминесценция очень слабая при низкой температуре (<150 К) и растет при повышении температуры с энергией активации ~30 мэВ. При высокой температуре (~750 К) величина $L_{\text{экс}}$ в сильно компенсированных образцах почти достигает значения $L_{\text{экс}}$ в некомпенсированных образцах. При еще большей температуре начинается слабое тушение экситонной люминесценции, вероятно, за счет термической ионизации экситонов.

6. Модельные представления об экситоне в компенсированном SiC-6H

Мы предполагаем, что уменьшение энергии максимума полосы экситонной люминесценции в компенсированных образцах связано с образованием потенциального рельефа зон, вызванного флуктуациями концентрации доноров и акцепторов. Свободные носители скапливаются в потенциальных ямах рельефа (электроны — в минимумах зон проводимости, дырки — в максимумах валентной зоны). При образовании экситона из свободных носителей кулоновское взаимодействие притягивает электроны и дырки друг к другу; в результате экситон локализуется между экстремумами зон в областях с наибольшей величиной электрического поля (рис. 6, б).

Величина сдвига полосы экситонной люминесценции меньше характерной глубины зонного рельефа (оцениваемого по смещению донорно-акцепторной полосы) на величину уменьшения энергии связи экситона. Это уменьшение энергии связи обусловлено электрическим полем, создаваемым рельефом. Поскольку наблюдаемое изменение энергии связи экситона сравнимо с самой энергией связи, энергия зон в областях локализации экситона должна изменяться на величину порядка энергии связи экситона в масштабе боровского радиуса. Так как боровский радиус экситона в SiC-6H значительно меньше среднего расстояния между примесями, флуктуация концентрации примеси, создающая такой градиент зонного потенциала, должна содержать небольшое число примесей на расстоянии, существенно меньшем среднего. Вероятность образования таких флуктуаций при пуассоновском распределении заряженных примесей мала [15]. По-видимому, флуктуации, вызывающие наблюдаемое в эксперименте изменение энергии связи, — это мелкомасштабные флуктуации, возникающие в процессе роста компенсированного эпитаксиального слоя из-за скоррелированного вхождения примесей.

Мы предполагаем, что сильное уменьшение интенсивности экситонной люминесценции в компенсированных образцах обусловлено безызлучательным распадом экситонов, локализованных полями, которые созданы мелкомасштабными флуктуациями концентрации мелких примесей. Схема распада экситона может выглядеть следующим образом. При низких температурах свободные экситоны локализируются флуктуирующим в пространстве полем, причем преимущественно в областях с большим градиентом потенциала. Согласно оценке, оптимальными для локализации экситонов являются области, в которых средний масштаб флуктуации концентрации доноров и акцепторов лишь немного превышает боровский радиус экситона. Поэтому экситон оказывается локализованным вблизи ионизованных акцепторов (в кристаллах *n*-типа). Затем следует распад локализованных экситонов в результате захвата дырки ионизованным акцептором; при этом разность энергии связи дырки на акцепторе (240 мэВ) и энергии связи экситона (80 мэВ) может быть передана оставшейся части экситона — электрону в виде кинетической энергии.¹ Повышение температуры приводит

¹ Очевидно, что рассмотренный процесс энергетически выгоден. Однако сечение этого процесса, по-видимому, крайне мало, поскольку он идет через неустойчивое промежуточное состояние экситона, связанного на ионизованном акцепторе. В компенсированном SiC-6H экситоны локализируются зонным рельефом вблизи ионизованных акцепторов, поэтому полная вероятность разрушения экситона ионизованным акцептором сильно возрастает.

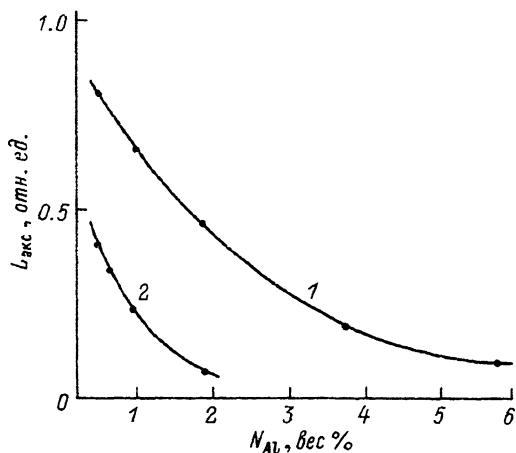


Рис. 8. Зависимость амплитуды экситонной люминесценции $L_{экс}$ при $T = 300$ К от концентрации алюминия N_{Al} для образцов с различным содержанием азота и алюминия.

1 — зависимость для образцов I серии с концентрацией азота $N_N = 0.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; 2 — то же для образцов II серии с $N_N = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

к делокализации экситонов, захваченных зонным рельефом, и соответственно к температурному разгоранию экситонной люминесценции.

Сильное тушение экситонной люминесценции сохраняется также и в p -типе (рис. 7). Из этого следует, что мелкомасштабный рельеф сохраняется и после перекомпенсации. При этом спектральные зависимости ДАЛ в перекомпенсированных слоях p -типа свидетельствуют о проявлении также и крупномасштабного рельефа. Таким образом, особенности поведения люминесценции в перекомпенсированных слоях p -типа указывают на наличие вкраплений с сильной компенсацией проводимости. Поскольку тушение экситонной люминесценции в p -слоях растет с ростом концентрации как алюминия, так и азота (рис. 8), можно предположить, что суммарный объем этих компенсированных вкраплений увеличивается с ростом полной концентрации легирующих примесей.

Заключение. Итак, экспериментально показано, что потенциальный рельеф, обусловленный компенсацией, проявляется как в свойствах ДАЛ, так и в люминесценции свободных экситонов. Свойства экситонной люминесценции в компенсированном SiC-6H свидетельствуют о локализации экситонов в потенциальном рельефе. Высказано предположение, что такая локализация экситонов в окрестности ионизованных акцепторов Al приводит к безызлучательному распаду экситонов. Обнаруженные свойства экситонной люминесценции позволяют разработать бесконтактный метод локального определения степени компенсации SiC.

Авторы благодарны В. А. Дмитриеву и А. Е. Черенкову за разработку технологии выращивания структур SiC-6H и полезные обсуждения. Эпитаксиальные слои GaP были любезно предоставлены Л. М. Федоровым.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Hoffman L., Ziegler G., Theis D., Weyrich G. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 6962—6967.
- [2] Kamiya T., Wagner E. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. P. 1928—1934.
- [3] Дмитриев В. А., Иванов П. А., Морозенко Я. В., Попов И. В., Челноков В. Е. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 12. В. 2. С. 240—243.
- [4] Дмитриев В. А., Черенков А. Е. // Письма ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 1. С. 43—46.
- [5] Dmitriev V. A., Kazakov S. V., Tretjakov V. V. et al. // Extend. Abstracts 176 Meet. Electrochem. Soc. Hollywood, 1989. P. 711.
- [6] Ikeda M., Matsunami H., Tanaka T. // J. Lumin. 1979. V. 20. P. 111—129.

- [7] Choyke W. J., Patrick L. // Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 1868—1877.
- [8] Ikeda M., Matsunamy H. // Phys. St. Sol. (a). 1980. V. 58. P. 657—663.
- [9] Choyke W. J. // Карбид кремния / Под ред. Г. Хениша, Р. Роя. М., 1972. С. 166—179.
- [10] Ikeda M., Hayakawa T., Yamagiwa S., Matsunamy H., Tanaka T. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 8215—8225.
- [11] Bachrach R. Z., Lorimer O. G. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. P. 700—713.
- [12] Родионов В. Н. // ЖПС. 1988. Т. 48. С. 847—849.
- [13] Бережинский Л. И., Клименко В. А., Коротков П. А., Лисица М. П. // ФТТ. 1991. Т. 33. В. 1. С. 134—136.
- [14] Powell J. A., Choyke W. J., Yang J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 56. P. 1442—1444.
- [15] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Получена 20.09.1991
Принята к печати 1.10.1992