

УПРАВЛЯЕМОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ  $SiC$ 

А.Х. Абдуев, Б.М. Атаев,  
С.А. Ашурбеков, М.К. Курбанов,  
Ш.А. Нурмагомедов, Г.К. Сафаралиев

Карбид кремния используется в оптоэлектронике для создания различных элементов и устройств, где существенны люминесцентные характеристики применяемого материала. Разработанные к настоящему времени карбидкремниевые светодиодные структуры покрывают почти весь диапазон видимого спектра излучения. Однако с точки зрения расширения круга материалов и эксплуатационных параметров приборов оптоэлектроники представляют интерес твердые растворы на основе  $SiC$ . Это связано, с одной стороны, со многими уникальными свойствами, присущими карбиду кремния, а с другой - возможностью управления оптическими, люминесцентными и магнитооптическими свойствами твердых растворов путем изменения состава, термического обжига и лазерного облучения.

Особенности излучательных рекомбинационных процессов в примесном карбиде кремния исследованы достаточно широко [1, 2], однако для твердых растворов  $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$  данные по их люминесцентным свойствам отсутствуют. Вместе с тем возможности управляемого получения эпитаксиальных слоев (ЭС)  $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$  заданного состава [3] позволяют не только дополнить имеющиеся данные по оптическим свойствам [4] фотолюминесцентными характеристиками, но и использовать эти материалы для реализации активных оптоэлектронных структур.

В связи с этим было проведено исследование фото- и катодолюминесценции (ФЛ и КЛ) твердых растворов  $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$  в зависимости от состава и режимов температурного и лазерного обжига. Люминесценция возбуждалась излучением  $N_2$ -лазера ( $\lambda = 337$  нм) и ртутной лампой ДРШ-250 ( $\lambda = 334$  нм) при температурах 77 К и 300 К.

Термический обжиг проводился при температуре  $T = 2200$  К в течение 0.5–2 часов в атмосфере аргона. Лазерный обжиг проводился на воздухе с использованием  $N_2$ -лазера импульсно-периодического действия путем построчно-шагового сканирования поверхности образца световым зондом диаметром 50–60 мкм (скорость сканирования 0.1–0.4 см/с, поверхностная плотность излучения  $6 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>, междустрочный шаг – 50 мкм).

Изменение оптической однородности образцов и дефектообразование контролировались с применением просвечивающего лазернотелевизионного микроскопа с полным оптико-электронным увеличением 500х.

Спектры фото- и катодолюминесценции ЭС  $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$  приведены на рис. 1. При 300 К в ЭС  $(SiC)_{0.95}(AlN)_{0.05}$

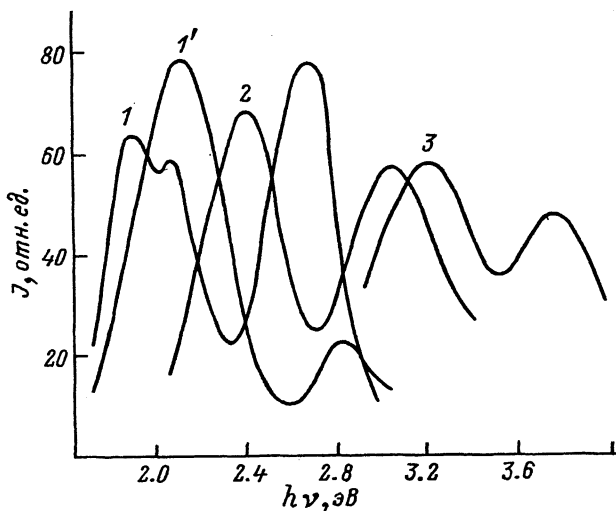


Рис. 1. Спектры ФЛ (1, 1', 2) и КЛ (3), ЭС  $(SiC)_{1-x}(AZN)_x$  в зависимости от состава и температуры. Т, К: 1, 2, 3 - 77 К; 1' - 300 К. X: 1 - 0.05, 2 - 0.24, 3 - 0.54.

наблюдается интенсивная полоса с  $h\nu_{max} = 2.1$  эВ и слабый пик с  $h\nu_{max} = 2.8$  эВ. С увеличением процентного содержания  $AZN$  максимумы полос ФЛ и КЛ плавно смещаются в коротковолновую область; диапазон перестройки при исследованных составах 1.80-3.75 эВ. Понижение температуры также приводит к плавному смещению максимумов в коротковолновую область спектра. При 77 К для  $(SiC)_{0.95}(AZN)_{0.05}$  интенсивность основной полосы уменьшается и на ней проявляется ступенька, а коротковолнового пика - увеличивается в 4-5 раз. Максимумы полос при этом смещаются от 2.10 до 1.70 эВ и от 2.80 до 2.65 эВ с сохранением расстояния между ними.

Лазерный обжиг приводит к существенному изменению спектров ФЛ (рис. 2). С увеличением дозы облучения наблюдается смещение максимума полосы ФЛ в коротковолновую область с одновременным возрастанием ее интенсивности. До облучения основная полоса излучения с полушириной 0.4 эВ располагается в области с  $h\nu_{max} = 1.85$  эВ. Строчно-кадровое сканирование поверхности монокристалла  $(SiC)_{0.95}(AZN)_{0.05}$  световым зондом  $N_2$ -лазера со средней поверхностной плотностью мощности излучения  $5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> со скоростью 0.1 см/с приводит к смещению максимума полосы от 1.85 до 2.60 эВ при увеличении полуширины до 0.45 эВ.

В спектрах КЛ ЭВ  $(SiC)_{1-x}(AZN)_x$  с прямой структурой зон также наблюдалось несколько полос излучения. Например, для ЭС  $(SiC)_{0.46}(AZN)_{0.54}$  (рис. 1, кривая 3) краевой максимуму

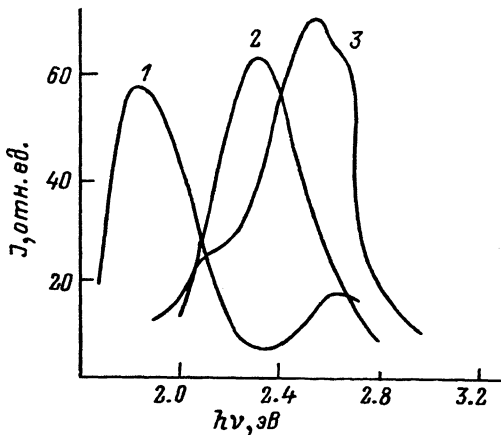


Рис. 2. Изменение спектров ФЛ ЭС  $(SiC)_{0.95} (AlN)_{0.05}$  при лазерном облучении ( $\lambda = 337$  нм) и  $T = 77$  К. 1 – до облучения; 2 – после облучения (средняя плотность мощности  $P_{cp} = 2.5 \times 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>); 3 – после облучения ( $P_{cp} = 5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>).

расположен при 3.74 эВ, что значительно превышает краевой максимум в  $SiC$  любой политипной модификации.

Наблюдаемую структуру полос можно интерпретировать следующим образом. Основными центрами люминесценции, как и в  $SiC$  (не считая люминесцентно-активных центров, возникающих под воздействием лазерного облучения), являются, по-видимому, донорно-акцепторные пары (ДАП) и одиночные атомы. Можно предположить, что за коротковолновую полосу ответственны атомы азота или ДАП азот-алюминий, а длинноволновая полоса обусловлена атомами алюминия.

Эффект усиления ФЛ при лазерном облучении можно объяснить, по-видимому, уменьшением концентрации центров, безызлучательной рекомбинации в облученной области за счет фото- и рекомбинационно-стимулированных процессов преобразования и движения дефектов решетки.

Усиление ФЛ при лазерном облучении и возможность управляемой перестройки максимума люминесцентного излучения в видимой области могут быть использованы для модуляции люминесцентных свойств различных участков одного и того же образца с высоким пространственным разрешением, что имеет важное прикладное значение для разработки многофункциональных светодиодных матриц.

- [1] Таиров Ю.М., Водаков Ю.А. - Topics in Appl. Phys., 1977, v. 17, p. 31-61.
- [2] Водаков Ю.Л., Мохов Е.Н., Ломакина Г.Д. Тез. докладов III Всесоюзного совещания „Физика и технология широкозонных полупроводников“, 1986, Махачкала, с. 7.
- [3] Нурмагомедов Ш.А., Сафаралиев Г.К., Сорокин Н.Х., Таиров Ю.М., Цветков В.Ф. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 1986, т. 22, № 10, с. 1672-1674.
- [4] Разбегаев В.Н., Пихтин А.Н., Нурмагомедов Ш.А., Сафаралиев Г.К., Таиров Ю.М., Цветков В.Ф. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 17, с. 1043-1045.

Дагестанский государственный  
университет им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию  
19 ноября 1987 г.  
В окончательной редакции  
1 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 12

26 июня 1988 г.

## ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БИПОЛЯРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА

О.Г. Вендик

После открытия сверхпроводников с высокими  $T_c$  неоднократно обсуждалась возможность использования модели биполярной сверхпроводимости для описания свойств этих материалов [1, 2].

Сущностью модели является утверждение о том, что при определенных условиях возбуждения в электронной подсистеме образуются биполярны малого радиуса, которые представляют собой квазичастицы Бозе с зарядом  $2e$ . При  $T > T_c$  биполярны обеспечивают нормальный токоперенос, а при  $T < T_c$  в системе биполярнов происходит Бозе-конденсация, и носители заряда переходят в сверхпроводящее состояние. Биполярны располагаются в узлах кристаллической решетки и могут туннелировать с одного узла на другой.

Из элементарных представлений о туннелировании носителей заряда, находящихся в сверхпроводящем и нормальном состоянии, можем записать:

$$I = I_c \sin \varphi + \frac{V}{R_N} \quad (1)$$

Здесь  $I$  - ток между соседними узлами решетки,  $I_c$  - критический сверхток,  $\varphi$  - разность фаз волновой функции сверхпроводящего