

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ
ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ Нурмагомедов Ш. А., Пихтин А. Н., Разбегаев В. Н.,
Сафаралиев Г. К., Таиров Ю. М., Цветков В. Ф.

Квазибинарные широкозонные твердые растворы карбида кремния—нитрида алюминия представляют значительный интерес для создания оптоэлектронных приборов в сине-голубой и ультрафиолетовой областях спектра, тем более что число потенциально возможных материалов на эту область весьма ограничено.

Сам факт существования непрерывного ряда твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ далеко не очевиден. В литературе имеется сообщение об измерении

поглощения в области фундаментального края для образца одного состава [1]. Данные как по оптическому поглощению, так и по люминесценции, подтверждающие существование непрерывного ряда твердых растворов в этой системе, отсутствуют. Настоящая работа ликвидирует этот пробел.

Эпитаксиальные слои $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ синтезировались «сэндвич»-методом в атмосфере аргоно-азотной смеси [2]. Рост осуществлялся на монокристаллических подложках $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ или 6H-SiC , в качестве источника применялись поликристаллические спеки карбида кремния—нитрида алюминия с различным содержанием компонентов. Результаты рентгеноспектрального микроанализа подтвердили, что полученные образцы являются твердыми растворами $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$, причем электронографические измерения показали образование редкой политипной модификации 2H-SiC .

Визуально цвет кристаллов в зависимости от состава изменялся от зеленого до синего, что, по-видимому, связано с присутствием азота в большой концентрации.

На рис. 1 представлены типичные спектры пропускания образцов различного состава в области края фундаментального поглощения при комнатной температуре. Толщина слоев, как правило, изменялась от 15 до 40 мкм. Сдвиг спектров в коротковолновую область с ростом содержания нитрида алюминия служит непосредственным экспериментальным подтверждением существования твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$.

В области составов с $x < 0.6$ (кривые 1 и 2) на краю поглощения наблюдаются две особенности: «ступенька» в области низких энергий и крутой подъем

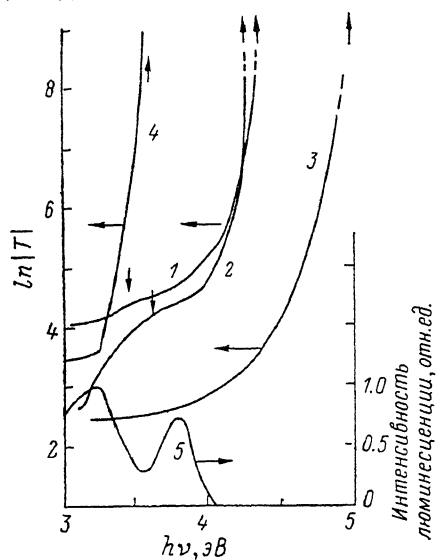


Рис. 1. Спектры пропускания в области края поглощения при 300 К и излучательной рекомбинации при 80 К $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$.

1—4 — спектры пропускания для $x=0.395$, 0.545, 0.79, 0.4 соответственно, 5 — спектр КЛ образца для $x=0.545$.

поглощения в коротковолновой области. Эти особенности отмечены на рис. 1 стрелками. Длинноволновую компоненту мы связываем с переходом в непрямоу K -минимум зоны проводимости, а высокоэнергичную составляющую — с переходом в прямой Γ -минимум. Как видно из приведенных далее оценочных расчетов, эти минимумы разделены сравнительно небольшим энергетическим зазором. Поэтому на образцах, соответствующих составам с непрямоу структурой зон, было можно наблюдать оба типа переходов.

Для образца, содержащего 79 % нитрида алюминия (кривая 3), низкоэнергичная ступенька отсутствует и край поглощения соответствует прямому Γ_6 — Γ_{1c} -переходам. Меньший наклон спектральной зависимости этого образца по сравнению с кривыми 1 и 2 в коротковолновой области обусловлен неоднородностью состава, которая, согласно рентгеноструктурным измерениям, возрастает с увеличением содержания нитрида алюминия. По данным этих исследований, содержание алюминия уменьшается вблизи поверхности пленки, что приводит к появлению длинноволнового «хвоста» в спектре поглощения.

Спектральные зависимости 1—3 на рис. 1 были измерены на образцах, выращенных на сапфировых подложках. Кривой 4 представлен спектр поглощения пленки, выращенной на подложке карбида кремния. Толщина образца после удаления узкозонной подложки составляла 100 мкм. Более крутой наклон спектральной зависимости объясняется более однородным составом этого образца, что подтверждается рентгеноструктурным анализом.

На рис. 2 построены зависимости от состава энергетического положения прямого Γ_{1c} - (кривая 1) и непрямого K_{2c} -минимумов (кривая 2) зоны проводимости. Кривые аппроксимировались квадратичной функцией состава с параметром прогиба C , характеризующим степень отклонения от линейной зависимости в рамках диэлектрической теории [3] по формуле

$$C = \frac{1}{\delta E} (C_{Al-Si}^2 + C_{C-N}^2),$$

где C_{ij} — разность линейно-экранированных ионных потенциалов компонентов. Величина δE для гетеровалентных твердых растворов, согласно [4], выбиралась равной 4 эВ. Экспериментальные точки, полученные из анализа спектров поглощения, довольно хорошо соответствуют расчетным кривым, как видно из рис. 2. Точка перехода от непрямоу структуры к прямоу структуре энергетических зон расположена при $x_c \sim 0.7$.

Дополнительным подтверждением образования твердых растворов сравнительно хорошего качества служат данные по люминесценции исследованных образцов. В области составов с непрямоу структурой энергетических зон спектры катодолуминесценции состояли из нескольких полос излучательной рекомбинации через примесные состояния. Характерно, что при увеличении содержания AlN относительная интенсивность коротковолновой полосы возрастала. Это связано с уменьшением энергетического зазора Δ между прямым и непрямым минимумами зоны проводимости по мере приближения к точке перехода x_c и с вытекающими отсюда «эффектами зонной структуры», проявляющимися в оптических свойствах твердых растворов с непрямоу структурой зон [5]. В качестве примера на рис. 1 (кривая 5) представлен спектр катодолуминесценции при 80 К образца, спектр поглощения которого изображен кривой 2. Максимум краевой полосы расположен при энергии 3.7 эВ, заметно превышающей ширину запрещенной зоны карбида кремния.

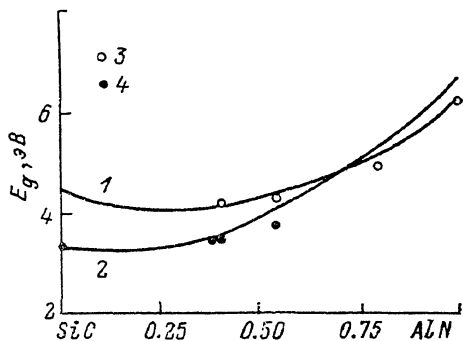


Рис. 2. Зависимость от состава основных энергетических зазоров $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$.

1, 3 — расчетная кривая и экспериментальные точки для прямого Γ -минимума соответственно; 2, 4 — расчетные и экспериментальные данные для непрямоу переходов в K -минимум.

- [1] Rutz R. // US Patent. N. Y., 1983. N 4.382.837.
 [2] Нурмагомедов Ш. А., Пихтин А. Н., Разбегаев В. Н., Сафаралиев Г. К., Таиров Ю. М., Цветков В. Ф. // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 17. С. 1043—1045.
 [3] Van-Vechten A. Handbook of Semiconductors. V. 3. Amsterdam, 1980. 353 p.
 [4] Van-Vechten A. // Proc. 10 Int. Conf. Phys. Semicond. Massachusetts, 1970. P. 602—606.
 [5] Пихтин А. Н. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 3. С. 425—455.

Ленинградский электротехнический
 институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Получено 16.05.1988
 Принято к печати 8.06.1988

ФТП, том 23, вып. 1, 1989

ДИФфуЗИОННОЕ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАРГАНЦА В GaAs

Скорятина Е. А., Малкович Р. Ш.

При термообработке соединений $A^{III}B^V$ наблюдается аномальное диффузионное перераспределение ряда примесей в объеме кристалла (Cr [¹⁻⁴], Mn [^{1, 2, 5, 6}], Fe [^{1, 2}], Mg [^{7, 8}], Zn [⁸], Cd [⁸], Be [⁹], Si [⁹], In [¹⁰] в GaAs, Cr [^{1, 2, 11}], Fe [^{1, 2, 11}], Mn [¹¹], Zn [¹¹], Be [¹²], Ag [¹³] в InP). Характерной особенностью такого перераспределения является накопление (геттерирование) примеси в приповерхностной области образца, приводящее в полуизолирующем материале к формированию низкоомных слоев, резко ухудшающих параметры приборов, изготовленных на основе такого материала.

Настоящее исследование предпринято с целью анализа причин, обуславливающих аномальное перераспределение марганца в GaAs, а также с целью получения дополнительных сведений о механизме диффузии этой примеси. Ранее исследовалось перераспределение остаточного марганца в процессе термообработки как исходного материала [^{1, 2, 6}], так и образцов, предварительно имплантированных другой примесью (Si, Se, Cd) [⁵]. При этом использовались методы масс-спектро스코пии вторичных ионов, фотолюминесценции и электропроводности. В отличие от упомянутых работ в настоящей работе исследовалось перераспределение не остаточного, а радиоактивного марганца, предварительно введенного в кристалл GaAs на определенную глубину диффузией из слоя, нанесенного на поверхность. При этом перераспределение радиоактивного марганца проводилось в присутствии слоя стабильного, нерадиоактивного марганца на поверхности кристалла, что, в частности, позволило по изменению профиля радиоактивного марганца в процессе перераспределения определить независимым образом величину коэффициента диффузии марганца в GaAs. Методика эксперимента была аналогична описанной в работе [¹⁴].

Использовались пластины легированного оловом n -GaAs ($n=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). На одну из поверхностей пластины наносилось небольшое количество раствора MnCl_2 , содержащего радиоактивный марганец ^{54}Mn . После подсушивания пластины помещались в кварцевые ампулы объемом $\sim 4 \text{ см}^3$, откачивавшиеся до давления $\sim 10^{-4} \text{ Нг}$. Вместе с пластинами в ампулы помещались навески мышьяка. Диффузия проводилась при 1100°C в течение 4 ч. После диффузии источник удалялся с поверхности травлением, и образцы сошлифовывались на глубину $h=2\div 4 \text{ мкм}$. Затем на сошлифованную поверхность по описанной выше методике наносился источник нерадиоактивного марганца, и образцы подвергались повторному отжигу при 1100°C и том же времени. Одновременно в тех же условиях, но в других ампулах отжигались контрольные образцы с введенным радиоактивным марганцем, но без нерадиоактивного марганца на поверхности. Диффузионные профили определялись путем сошлифовывания тонких слоев ($2\div 5 \text{ мкм}$) и измерения их γ -активности.