ВЛИЯНИЕ БУФЕРНОГО ПОРИСТОГО СЛОЯ GaAs И ЛЕГИРОВАНИЯ ДИСПРОЗИЕМ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GaInP:Dy/por-GaAs/GaAs(100)

П. В. Середин¹, Э. П. Домашевская¹, Н. Н. Гордиенко¹, А. В. Глотов¹, И. А. Журбина¹, И. Н. Арсентьев², М. В. Шишков²

¹Воронежский государственный университет ² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН

В образцах с пористым буферным слоем остаточные внутренние напряжения, вызванные рассогласованием параметров кристаллических решеток поверхностного тройного твердого раствора GaInP и подложки GaAs, перераспределяются в пористый слой, который в данном случае играет роль «губки» и способствует полному исчезновению внутренних напряжений.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: эпитаксиальные гетероструктуры, пористые слои, легирование, внутренние напряжения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к гетероструктурам на полупроводниковых материалах АЗВ5 обусловлен их использованием при производстве мощных светоизлучающих устройств. Кроме того, так как редкоземельные элементы обладают сильными магнитными свойствами, введение их в полупроводники, а также полупроводниковые твердые растворы на основе АЗВ5 может внести новые степени свободы в материал за счет взаимодействия свободных носителей и магнитных ионов, что в свою очередь открывает новые возможности таких материалов в электронной промышленности [1]. Использование пористых полупроводниковых прослоек в таких гетероструктурах в качестве переходных слоев согласующих параметры между эпитсаксиальным слоем и подложкой, может оказаться перспективным.

2. ПОДГОТОВКА ОБРАЗЦОВ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В работе исследовались эпитаксиальные гетероструктуры, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии. Эпитаксиальные слои тройных твердых растворов GaInP толщиной $\sim 0.2 \ \mu m$, легированные диспрозием $n \sim 10^{15} \ cm^{-3}$, были выращены либо непосредственно на монокристаллических подложках GaAs (100) $n \sim 10^{17} \ cm^{-3}$, либо на буферным пористом слое GaAs толщиной $\sim 10 \ \mu m$, сформированном анодным травлением подложки GaAs (100).

Согласование параметров эпитаксиального слоя и подложки контролировали с помощью дифрактометра ДРОН 4-07. Анализ поверхности и сколов образцов был проведен с использованием растрового электронного микроскопа JEOL JSM-6380LV. ИК-спектры отражения получали на Фурье ИК-спектрометре Vertex 70 Bruker.

Анализ дисперсии отражений спектров ИК от монокристаллической подложки GaAs (100) был проведен с помощью одноосцилляторного приближения Спицзера, Клеймана, Фроша [2]. Коэффициент отражения представляет собой выражение:

$$R(\omega) = \frac{(n(\omega) - 1)^2 + k(\omega)^2}{(n(\omega) + 1)^2 + k(\omega)^2}.$$
 (1)

Учитывая данные соотношения:

$$\varepsilon_1(\omega) = n(\omega)^2 - k(\omega)^2,
\varepsilon_2(\omega) = 2n(\omega)k(\omega),$$
(2)

можно выразить вещественную и мнимую составляющие диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{_{1}}(\omega)$ и $\varepsilon_{_{2}}(\omega)$ в виде:

$$\varepsilon_{1}(\omega) = \varepsilon_{\infty} \left[1 + \frac{(\omega_{LO}^{2} - \omega_{TO}^{2})(\omega_{TO}^{2} - \omega^{2})}{(\omega_{TO}^{2} - \omega^{2}) + \omega^{2} + \gamma^{2})} \right],$$

$$\varepsilon_{2}(\omega) = \varepsilon_{\infty} \left[\omega \gamma \frac{\omega_{LO}^{2} - \omega_{TO}^{2}}{(\omega_{TO}^{2} - \omega^{2}) + \omega^{2} + \gamma^{2})} \right],$$
(3)

где $\omega_{LO}, \omega_{TO}, \gamma, \varepsilon_{\infty}$ — частоты продольных и поперечных колебаний, коэффициент затухания и высокочастотной диэлектрической проницаемости соответственно.

Для моделирования ИК-спектров отражения от пористых образцов расчеты производи-

[©] Середин П. В., Домашевская Э. П., Гордиенко Н. Н., Глотов А. В., Журбина И. А., Арсентьев И. Н., Шишков М. В., 2008

лись с использованием программируемой модели, представляющей полу бесконечную подложку с функцией диэлектрической проницаемости ε_s и тонкого поверхностного слоя (пористого слоя) толщиной d и функцией диэлектрической проницаемости ε_f . В такой модели коэффициент отражения при нормальных углах падения [3]:

$$R = \left| \frac{r_f(\boldsymbol{\omega}) + r_{fs}(\boldsymbol{\omega}) \cdot \exp(i2\boldsymbol{\beta})}{1 + r_f(\boldsymbol{\omega}) \cdot r_{fs}(\boldsymbol{\omega}) \cdot \exp(i2\boldsymbol{\beta})} \right|^2, \tag{4}$$

где

$$r_f(\omega) = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_f(\omega)}}{1 + \sqrt{\varepsilon_f(\omega)}}, r_{fs} = \frac{\sqrt{\varepsilon_f(\omega)} - \sqrt{\varepsilon_s(\omega)}}{\sqrt{\varepsilon_f(\omega)} + \sqrt{\varepsilon_s(\omega)}}, (5)$$

где
$$m{\beta}=rac{2\pi d\sqrt{arepsilon_f(m{\omega})}}{\lambda}\,,\; \lambda=10000\,/\,m{\omega}\,-$$
длина вол-

ны

Функция диэлектрической проницаемости определяется следующим соотношением:

$$\varepsilon_f(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \sum_i \frac{4\pi f_i (\omega_{TOi})^2}{(\omega_{TOi})^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_i}, \quad (6)$$

где f_i, ω_i, γ_i — сила, резонансная частота и коэффициент затухания i-х осцилляторов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. ДИФРАКТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И МИКРОСКОПИЯ

Сложность обработки данных о дифракции для исследуемых гетероструктур находится в наложении независимой дифракции Кα1,2-дублетов, наблюдаемых от пленки и подложки, которая не позволяет однозначно определить интенсивности пиков при использовании классических методов. Аналогичным образом по причине структурной неустойчивости твердых растворов в некоторых случаях возможно появление смазанных профилей.

Таким образом, некоторые грубые ошибки возможны вследствие наложения дифракционных линий, которые характеризуют наличие отдельных фаз вещества в твердом растворе, определяют их интегральные интенсивности и постоянные кристаллической решетки материала. Поэтому важный критерий при отделении профилей дифракции — правильный выбор аналитической функции для их описания. Значение погрешности, возникающей в результате математического моделирования так же, как и

однозначность разделения дублетов для различных фаз, зависит от выбора аналитической функции. Для описания дифракционных профилей мы использовали аналитическую функцию Гаусса, имеющую следующую форму:

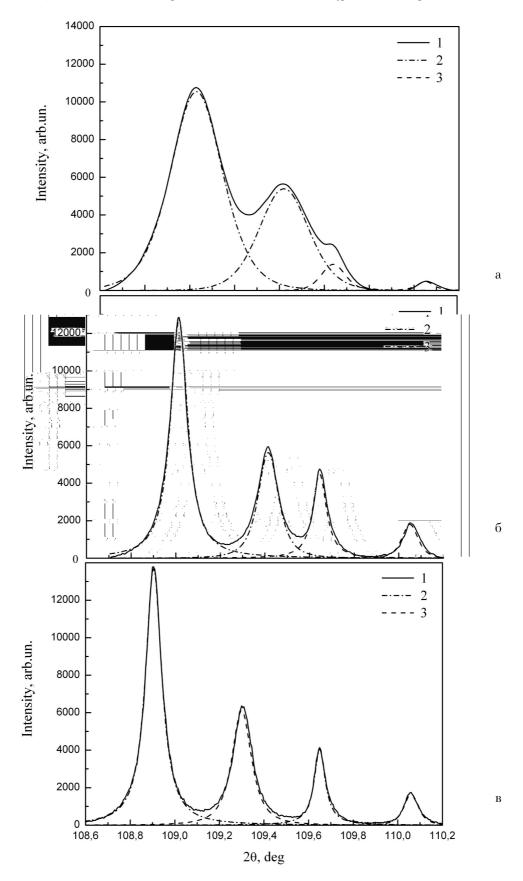
$$I(x) = I_0 \exp(-k\theta^2), \ k = 0.6931/(w/2)^2,$$
где I_0 – интенсивность максимума, ω — ширина на полувысоте пика, θ — угол Брэга.

Разложение экспериментальных профилей дифракции было выполнено с помощью программы «New profile 34», где можно применять аналитическую функцию Гаусса. Данная программа выделяет независимые пики из общего массива данных и строит их согласно заданной аналитической функции. На рисунке 1 приведены профили рентгеновской дифракции от Кα_{1.2} линий (600) для образцов GaInP/GaAs(100) (рис. 1,а), GaInP:Dy/GaAs(100) (рис.1,б) и GaInP:Dy/por-GaAs/GaAs(100) (рис.1,в).

На дифрактограммах присутствуют два $K\alpha_{1.2}$ -дублета: более интенсивный (при меньших углах) от твердого раствора и второй — менее интенсивный — от подложки. Простой расчет дифрактограм показывает, что параметр эпитаксиального слоя GaInP ($x\sim0.50$) отличается от параметра кристаллической решетки монокристаллической подложки GaAs9100) на $\Delta a=0.0064$ Å . Ввиду заметного различия параметров пленка-подложка в эпитаксиальном слое твердого раствора возникают существенные механические напряжения, и линии $K\alpha_{1.2}$ -дублета от этого слоя оказываются очень широкими ($\Delta K\alpha_1=0.28^{\circ}$).

Легирование эпитаксиального слоя атомами диспрозия ($n_{Dy} \sim 10^{16} \, {\rm cm}^{-1}$) снижает напряжения в GaInP и почти в три раза уменьшает ширину дифракционной линии твердого раствора ($\Delta K \alpha_1 = 0.1^{\circ}$, на рис. 1,б). Выращивание того же легированного твердого раствора на пористом буферном слое в гетероструктуре GaInP:Dy/por-GaAs /GaAs(100) приводит к полному снижению напряжений в эпитаксиальном слое. Линии $K \alpha_{1,2}$ -дублета от этого слоя наиболее узкие — $\Delta K \alpha_1 = 0.08^{\circ}$, несмотря на большое рассогласование параметров.

Таким образом, в образцах с пористым буфером остаточные внутренние напряжения, вызванные различием параметров решетки поверхностного слоя тройного твердого раствора GaInP и монокристаллической подложки GaAs, перераспределяются в пористый слой, который выступает в роли своеобразной «губки»



Puc.~1. Дифрактограммы линий (600) от гетероструктур: а — GaInP/GaAs(100), б — GaInP:Dy/GaAs(100), в — GaInP:Dy/ por-GaAs /GaAs(100)

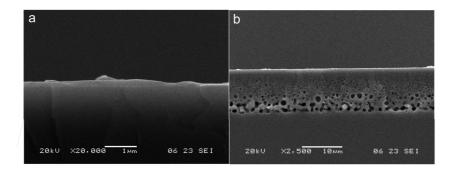
и полностью снимает внутренние напряжения.

Данные, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа (рис. 2) показывают, что в буферном пористом слое GaAs наблюдается неоднородное распределение размера пор. Более крупные поры располагаются на границе с подложкой GaAs (100), тогда как поры меньших размеров преобладают в верхней части пористого слоя ближе к границе раздела с эпитаксиальным слоем GaInP.

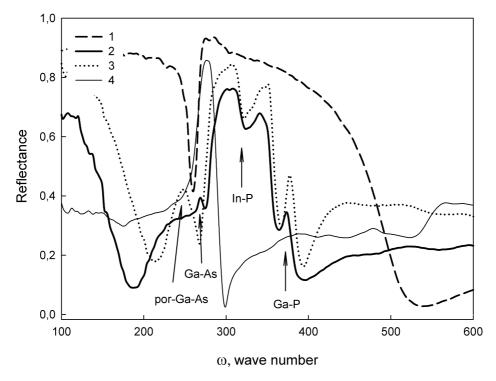
3.2. ИК-СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ

Математическое моделирование экспериментальных ИК-спектров было выполнено с использованием методики «пленка-подложка», описанной выше. Для разработки модели использовали экспериментальный спектр подложки GaAs (100).

На рис. З изображены ИК-спектры в области фононных мод монокристаллической подложки GaAs (100) легированной серой с концентрацией $n \sim 10^{-17}$ сm⁻³ — (1), не легированной



Puc. 2. Изображение, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа, поперечного скола образцов гетероструктур GaInP:Dy/GaAs (слева) и GaInP:Dy/ por -GaAs /GaAs(100) (справа)



 $Puc.\ 3.$ ИК спектры отражения гетероструктур: 1 — GaAs(100):S; 2 — GaInP/GaAs(100); 3 — GaInP:Dy/por-GaAs/GaAs(100); 4 — GaAs(100)

монокристаллической подложки GaAs(100) — (4) и две гетероструктуры GaInP/GaAs(100) — (2) и GaInP:Dy/por-GaAs/GaAs(100) — (3). Насколько мы видим из рисунка, спектр монокристаллической подложки содержит одну колебательную моду GaAs(100), но имеет такой вид, что можно заключить о присутствии плазмон-фононного резонанса.

Что касается спектров гетероструктур, то они включают главные колебательные моды, характерные для GaP и InP при частотах 380 и 320 сm⁻¹ соответственно. Необычное увеличение отражательной способности в спектре GaInP:Dy/por-GaAs/GaAs(100) в диапазоне 420 сm⁻¹, так же как в диапазоне 250 сm⁻¹, наблюдается в результате образования плазменных колебаний в твердом растворе GaInP, легированным Dy.

Появление плазменного резонанса вызвано изменением дополнительного взаимодействия между свободными носителями заряда и инфракрасным излучением, к примеру при изменении плотности электронов. Кроме того, возникновение плазменных колебаний в пленке, легированной атомами Dy, приводит к изменению положения моды в отражательном спектре подложки GaAs (100). Если поперечные моды GaAs(100) в спектре гетероструктуры GaInP/ GaAs (100) с низкой интенсивностью ограничена в диапазоне 270 ст-1, те же поперечные моды GaAs(100) в спектре гетероструктуры GaInP: Dy/por-GaAs/GaAs(100) сдвинуты в сторону меньших значений длины волны и могут указывать на изменение внутренних кристаллических напряжений в сплаве GaInP. Это подтверждено фактом подобного сдвига поперечных мод колебаний для GaP к более коротким длинам волны. Все эти факты означают некоторую определенную корреляцию в данных дифракции рентгеновских лучей, электронной микроскопии и ИК-спектроскопии.

выводы

В образцах с пористым буферным слоем остаточные внутренние напряжения были вызваны рассогласованием параметров кристаллических решеток приповерхностного тройного твердого раствора GaInP и подложки GaAs, перераспределяющейся в пористый слой, который в данном случае играет роль «губки» и способствует полному исчезновению внутренних напряжений.

Анализ ИК-спектров отражения показал, что при легировании эпитаксиальных слоев GaInP атомами диспрозием, благодаря относительно небольшой разнице в радиусах между атомами диспрозия и атомами металлического компонента (индия или галлия), диспрозий может входить как в эпитаксиальные слои, замещая атомы In, Ga, так и занимает междоузлия. Кроме того, в гетероструктурах с рог-GaAs, примесные атомы диспрозия проникают в буферный слой, накапливаясь в порах в виде кластеров.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Föll H. A comparison of pores in silicon and pores in III–V compound materials / H. Föll , J. Carstensen [et. al.] // Phys. Stat. Sol. (a). 2003. Vol. 197, Issue 1. P. 197—203.
- 2. Spitzer W. G. Infrared properties of cubic silicon carbide films / W. G. Spitzer, D. Kleinman [et. al.] // Phys. Rev. 1959. Vol. 113, Issue 1. P. 133—136.
- 3. Verleur H. W. Determination of optical constants from reflectance or transmittance measurements on bulk crystals or thin films/ H. W. Verleur // $\rm JOSA-1968.-Vol.\,58$, Issue 10. P. 1356—1360.