

ЛИТЕРАТУРА

1. Davydov, V. Yu. Absorption and emission of hexagonal InN. Evidence of narrow fundamental band gap / V. Yu. Davydov [et. al.] // Phys. Stat. Sol. (b). 2002. Vol. 229. №3. P. R1. Боярская, Ю.С. Деформирование кристаллов при испытаниях на микротвердость. Кишинев: Штиинца, 1972. 235 с.
2. Wu, J. When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives / J. Wu // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 106. №1. P. 011101.
3. Cusco, R. Raman scattering study of the long-wavelength longitudinal-optical-phonon-plasmon coupled modes in high-mobility InN layers / R. Cusco [et. al.] // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. №15. P. 155210.
4. Давыдов, В.Ю. Резонансное рамановское рассеяние и дисперсия полярных оптических и акустических фононов в гексагональном InN / В.Ю. Давыдов [и др.] // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44. №2. С. 170.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИЛЬНОЛЕГИРОВАННЫХ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК InN НА САПФИРЕ

В. Д. Живулько¹, А. В. Мудрый¹, W. J. Schaff²

¹ГНПО «НПЦ по материаловедению НАН Беларуси», vad.zhiv@gmail.com

²Cornell University, New York, USA

Полупроводниковые твердые растворы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ являются одними из самых перспективных материалов современной оптоэлектроники для светодиодов видимой области спектра, а также лазеров с голубым свечением, в частности, генерирующих на длине волны ~ 405 нм. Одной из важных характеристик светодиодов и лазеров, создаваемых на основе твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, является способность функционировать в широком диапазоне температуры. Изменяя содержание индия в кристаллической решетке $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в широком диапазоне составов $0 \leq x \leq 1$ можно управлять основным фундаментальным параметром твердых растворов – шириной запрещенной зоны E_g в спектральном диапазоне от 0.63 эВ (InN) до 3.40 эВ (GaN) [1,2]. Это позволяет смещать спектральную область работы светодиодов, создаваемых на основе твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в видимой и ближней инфракрасной области спектра [2]. Наибольший интерес представляет изучение твердых растворов с $x = 1$, т.е. полупроводникового соединения InN, как перспективного материала для высокоэффективных светодиодов в инфракрасной области спектра 2.0 – 1.8 мкм [3].

В настоящей работе исследовались гетероэпитаксиальные тонкие пленки InN, осажденные на наноразмерные слои GaN и AlN, которые были предварительно сформированы на сапфировых подложках с толщиной ~ 300 мкм. Создание промежуточных нанослоев GaN и AlN было необходимо для более лучшего согласования параметров элементарной ячейки и коэффициентов термического расширения нитрида индия и сапфира. Толщина осажденных пленок InN составила $\sim 0.35 - 0.60$ мкм. Тонкие пленки InN по данным измерения эффекта Холла имели n-тип проводимости и концентрацию электронов в диапазоне $1 \times 10^{18} - 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Спектры низкотемпературной (~ 4.2 К) люминесценции исследовались в зависимости от плотности мощности возбуждения в диапазоне от 7.50 Вт/см^2 до 0.03 Вт/см^2 , а также от температуры в диапазоне 4.2 – 300 К. Исследование спектров фотолюминесценции от уровня возбуждения проводилось при непосредственном погружении образцов в жидкий гелий, что обеспечивало охлаждение образцов до

температуры 4.2 К даже при наиболее высоких плотностях мощности лазерного излучения. Возбуждение неравновесных носителей заряда в тонких пленках InN осуществлялось с использованием аргонового (Ar^+) лазера, работающего на длине волны 488 нм с мощностью в непрерывном режиме до 5 Вт. Регистрация спектров фотолюминесценции проводилась с использованием дифракционного монохроматора МДР-23У, оснащенного дифракционной решеткой 300 штр./мм (обратная линейная дисперсия $52 \text{ \AA}/\text{мм}$). В качестве детектора использовалось фотосопротивление на основе PbS, охлаждаемое до температуры жидкого азота. Регистрация спектров проводилась на основе синхронного фазового детектирования с выделением постоянной составляющей напряжения и записью спектров на компьютере. Спектры оптического пропускания и отражения регистрировались с использованием монохроматора МДР-23У при освещении образцов светом вольфрамовой лампы с мощностью 170 Вт.

На рис. 1а представлены спектры фотолюминесценции, снятые при температуре 4.2 К со спектральным разрешением 4 мэВ, для тонкой пленки InN n-типа проводимости с концентрацией электронов $\sim 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Спектры регистрировались при различных плотностях мощности возбуждения аргонового лазера в диапазоне от 7.50 до 0.03 Вт/см², т. е. при изменении плотности мощности возбуждения в 250 раз. Как видно из рис. 1а, в спектрах фотолюминесценции, снятых при различных плотностях мощности возбуждения, наблюдаются одиночные полосы с максимумом $\sim 0.697 \text{ эВ}$ и полушириной $\sim 52 \text{ мэВ}$. Приведенные спектры нормированы на единицу. Эксперименты показали, что при увеличении плотности мощности возбуждения спектральное положение полосы с максимумом 0.697 эВ остается неизменным. Это указывает на стабильность положения уровня Ферми в сильнолегированном InN n-типа проводимости с концентрацией электронов $\sim 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

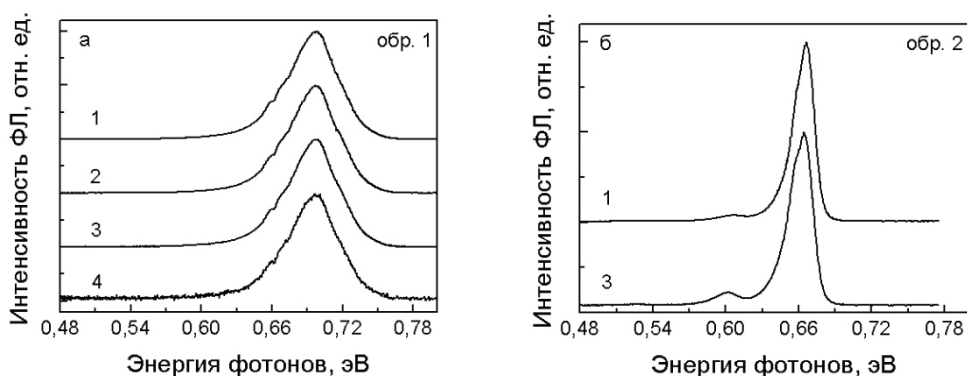


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) тонких пленок InN с концентрацией электронов $n_e \sim 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (а) и $n_e \sim 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (б), снятые при 4.2 К для различной плотности мощности возбуждения (Вт/см²): 1 – 7.50, 2 – 2.92, 3 – 0.97, 4 – 0.11

Предполагается, что основным механизмом излучательной рекомбинации являются оптические переходы электронов из зоны проводимости на акцепторные уровни вблизи валентной зоны с энергией ионизации $\sim 48 \text{ мэВ}$, поскольку значение оптической ширины запрещенной зоны E_g , определенное по данным поглощения, составило $\sim 0.745 \text{ эВ}$ при 4.2 К. Относительно малое значение полуширины полосы фотолюминесценции $\sim 52 \text{ мэВ}$, ее высокая интенсивность и высокое значение подвижно-

сти носителей заряда (электронов) $\mu_e \sim 1030 \text{ см}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$ свидетельствует об относительно высоком качестве тонких пленок InN.

На рис. 1б представлены спектры фотолюминесценции тонкой пленки InN с концентрацией электронов $\sim 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, снятые при 4.2 К для двух уровней возбуждения с плотностью мощности 7.50 и 0.97 Вт/см². Исследования показали, что спектральное положение полосы 0.668 эВ не изменятся при изменении плотности мощности возбуждения во всем исследованном интервале от 0.03 Вт/см² до 7.50 Вт/см². Обращает на себя внимание смещение полосы 0.668 эВ в области более низких энергий по сравнению со спектральным положением аналогичной полосы $\sim 0.697 \text{ эВ}$, обнаруженной для образца, имеющего концентрацию электронов $n_e \sim 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Смещение полосы люминесценции и фундаментального края поглощения можно связать с изменением оптической ширины запрещенной зоны E_g за счет проявления эффекта Бурштейна – Мосса. Ширина запрещенной зоны для образца с $n_e \sim 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ по данным поглощения составила $E_g \sim 0.695 \text{ эВ}$ при 4.2 К. Таким образом, смещение полосы люминесценции 0.668 эВ относительно края поглощения составляет $\sim 27 \text{ мэВ}$, что значительно меньше, чем соответствующее смещение $\sim 48 \text{ мэВ}$ для полосы люминесценции с энергией $\sim 0.697 \text{ эВ}$, обнаруженное для образца InN с концентрацией электронов $n_e \sim 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Обращает на себя внимание значительно меньшее значение полуширины $\sim 23 \text{ мэВ}$ для полосы 0.668 эВ и изменение ее спектральной формы по сравнению с аналогичными характеристиками полосы $\sim 0.697 \text{ эВ}$ для образца InN с $n_e \sim 7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в спектрах люминесценции которого полуширина составила $\sim 52 \text{ мэВ}$. При этом как видно, полоса 0.668 эВ, в отличие от данных, представленных на рис. 1а, становится не только уже, но и ее высокоэнергетический контур является более резким, а низкоэнергетическое крыло затянутым. Все эти данные свидетельствуют о значительном улучшении электронной структуры прямозонного полупроводникового соединения InN при снижении уровня легирования с $7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Важным также является наличие дополнительных полос в области низких энергий $< 0.65 \text{ эВ}$. Так появление полосы в области энергий 0.607 эВ может быть связано с проявлением излучательной рекомбинации носителей заряда на более глубоких акцепторных уровнях в тонких пленках InN. При этом в низкоэнергетической области от полосы 0.607 эВ наблюдалась менее интенсивная полоса с максимумом 0.533 эВ. Энергетический зазор $\sim 74 \text{ мэВ}$ и относительные интенсивности обеих полос, позволяет считать, что полоса 0.533 эВ является фоновым повторением основной полосы 0.607 эВ. Как известно, энергия продольного оптического фонона LO в соединении InN составляет $\sim 73 \text{ мэВ}$ [2]. Появление тонкой структуры полос фотолюминесценции при концентрации электронов $\sim 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в InN также свидетельствует об улучшении электронной структуры материала.

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что увеличение концентрации электронов с $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до $7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ приводит к изменению оптической ширины запрещенной зоны при 4.2 К с 0.695 эВ до 0.745 эВ и соответствующему смещению полосы близкраевой люминесценции в область высоких энергий за счет эффекта Бурштейна-Мосса. Эти исследования указывают на возможность применения зонной теории для сильнолегированных прямозонных полупроводников к полупроводниковому соединению InN.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Gorczyca, I.* Size effects in band gap bowing in nitride semiconducting alloys / I. Gorczyca [et. al.] // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 83. №15. P. 153301.
2. *Wu, J.* When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives / J. Wu // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 106. №1. P. 011101.
3. *Thakur, J.S.* Influence of on the absorption edge of InN thin films: The band gap value / J.S. Thakur [et. al.]// Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76. №3. P. 035309.

УПРАВЛЯЕМОЕ МАГНЕТРОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ПЛЕНОК ОКСИДА ИНДИЯ - ОЛОВА ИТО С ОПТИМАЛЬНЫМИ СВОЙСТВАМИ

В. А. Зайков, А. П. Бурмаков, В. Н. Кулешов, О. Р. Людчик

Белорусский государственный университет, valery48@tut.by

ВВЕДЕНИЕ

Благодаря сочетанию высокой прозрачности и почти металлической проводимости пленки оксида индия – олова (ИТО – Indium-Tin Oxide) широко применяются в качестве прозрачных электродов для фотоприемников, солнечных батарей, устройств отображения информации. Основной технологической проблемой формирования пленки ИТО является выбор между проводимостью и прозрачностью, поскольку увеличение толщины и концентрации носителей заряда увеличивает проводимость материала, но уменьшает его прозрачность.

Следует отметить, что в работах, посвященных магнетронному осаждению ИТО [1,2], процесс проводился при фиксированном расходе кислорода и аргона с использованием стабилизированных источников питания разряда при «оксидном» состоянии катода, что позволяло наносить пленки не любого, а только близкого к стехиометрическому оксиду состава. Осаждение пленок ИТО стехиометрического состава можно проводить только в условиях стационарного поддержания неравновесного состояния катода, что приводит к необходимости управления в реальном времени расходом кислорода.

Основной задачей настоящей работы является определение оптимальных параметров осаждения, которые позволяют достичь высокой воспроизводимости химического состава пленок ИТО, соответственно, их низкого удельного сопротивления и высокой степени прозрачности.

МЕТОДИКА МАГНЕТРОННОГО ОСАЖДЕНИЯ ПЛЕНОК ИТО

Воспроизводимость химического состава пленок оксидов можно обеспечить путем управления расходом кислорода и аргона при постоянной мощности разряда. Управление расходом аргона осуществлялось с помощью обратной связи между выходным сигналом вакуумметра и сигналом на натекатель аргона, что позволяет поддерживать в вакуумной камере постоянное давление аргонкислородной смеси. Для управления расходом кислорода можно использовать зависимость интенсивностей спектральных линий оптического излучения разряда от содержания кислорода в вакуумной камере [3]. Для управления процессом осаждения ИТО использовалась спек-