

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК InN С РАЗЛИЧНЫМ УРОВНЕМ ЛЕГИРОВАНИЯ

А.Л. ГУРСКИЙ¹, В.Д. ЖИВУЛЬКО², А.В. МУДРЫЙ²

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
ул. П. Бровки, 6, г. Минск, 220013, Республика Беларусь
gurskii@bsuir.by

²НПЦ по материаловедению НАН Беларуси
ул. П. Бровки, 19, г. Минск, 220013, Республика Беларусь
tudryi@iftp.bas-net.by

Приводятся результаты исследований люминесцентных свойств тонких пленок InN, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, перспективных для создания оптоэлектронных приборов нового поколения, а также расчетов констант электрон-фононного взаимодействия в этом материале.

Ключевые слова: люминесценция, примеси, InN, тонкие пленки, электрон-фононное взаимодействие

Типичные спектры краевой люминесценции двух образцов InN, различающихся концентрацией электронов, снятые при температуре $T = 4.2$ К, показаны на рис. 1.

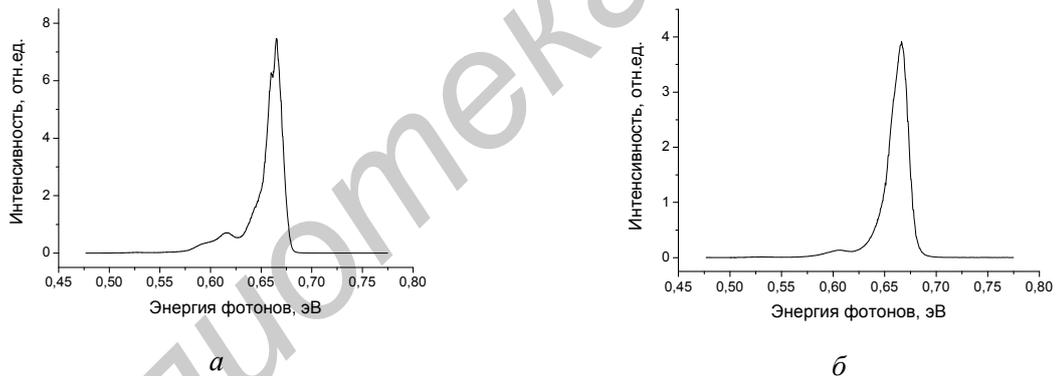


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции тонких пленок InN:
с различной концентрацией электронов $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (а); $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (б)

В спектрах наблюдается полоса, обусловленная рекомбинацией электронов из зоны проводимости (включая и мелкие донорные состояния) в валентную зону с максимумом ~ 0.66 эВ, а также примесная полоса ~ 0.61 эВ с ее фононным повторением ~ 0.56 эВ [1]. В спектре люминесценции образца с концентрацией электронов $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1, а) видна тонкая структура этой полосы, обусловленная, скорее всего, наличием нескольких альтернативных каналов рекомбинации. Наблюдаются две примесные полосы с максимумами бесфононных линий 0.615 и 0.592 эВ. Увеличение концентрации электронов приводит к уширению всех спектральных полос с одновременным исчезновением тонкой структуры (рис. 1, б). Поскольку интенсивности фононных повторений определяются параметром электрон-фононного взаимодействия, были проделаны расчеты этого параметра для случая примесной рекомбинации в InN. Расчеты производились по методикам, изложенным в [2]. В качестве исходных данных брались следующие параметры InN: эффективная масса электронов $0.05m_e$, циклотронная эффективная масса $0.062m_e$, эффективная масса легких

дырок $m_h = 0.08m_e$, тяжелых дырок $(0.84 - 1.74)m_e$, статическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon_0 = 10.5$, высокочастотная $\epsilon_0 = 6.7$, энергия продольного оптического фонона $E_{LO} = 72.6$ мэВ. Для этих значений были рассчитаны постоянные Фрелиха, равные $\alpha_e = 0.173$, $\alpha_h = 0.677$, и поляронные энергии $E_e = 0.0125$ эВ и $E_h = 0.049$ эВ для зоны проводимости и валентной зоны, соответственно.

Поскольку мелкие донорные состояния в сильнолегированном InN (концентрация электронов $\sim 10^{18}$ см⁻³ и выше) могут быть ионизованы даже при 4.2 К вследствие эффекта уменьшения энергии ионизации донорного состояния [3], наиболее вероятным механизмом рекомбинации, приводящим к появлению наблюдаемых в спектрах примесных полос следует считать излучательные переходы зона-акцептор. Для этого случая были проведены расчеты параметра электрон-фононного взаимодействия (фактора Хуанга – Райса, S), при этом в качестве параметра принималась энергия ионизации акцепторного уровня. Результаты расчетов показаны на рис. 2.

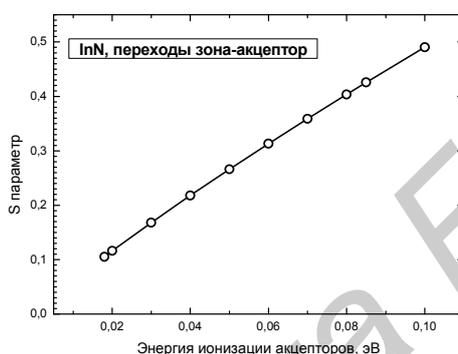


Рис. 2. Рассчитанная зависимость параметра электрон-фононного взаимодействия S от энергии ионизации акцепторов в InN

Из спектров, представленных на рис. 1, можно определить экспериментальные значения S с учетом того, что интенсивность k-ого фононного повторения $I_k(S) = (S^k/k!)e^{-S}$. В спектре люминесценции образца InN с концентрацией примесей 10^{18} см⁻³ (рис. 1б) соотношение интенсивности фононной реплики к бесфононной полосе около 0,1. Разделение спектра люминесценции образца InN с концентрацией примесей $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ на элементарные полосы с определением их интенсивностей затруднено из-за сильного перекрытия полос. Если предположить, что полосы соответствуют переходам на два различных акцепторных уровня, то соответствующие значения энергий ионизации, определяемые из положения спектральных полос, составляют примерно 50 и 75 мэВ. Это соответствует расчетной величине $S \sim 0.3-0.4$. Такая разница между расчетом и экспериментом может быть обусловлена неучетом расщепления валентной зоны за счет кристаллического и спин-орбитального взаимодействия InN, при котором примесные акцепторные состояния должны рассматриваться как суперпозиция состояний, формируемых дырками с различной эффективной массой [4].

Авторы благодарят профессора В. Шаффа (Корнельский университет, США), предоставившего эпитаксиальные пленки InN с высокой степенью совершенства.

Список литературы

1. Klochikhin A.A., Davydov V.Yu., Emtsev V.V. et al. // Phys. Rev. B. 2005. V.71. P. 195207-1-195207-16.
2. Germain M., Kartheuser E., Gurskii A.L. et al. // J. Appl. Phys. 2002. V.91. P. 9827-9834.
3. Иванова Г.Н., Недеогло Д.Д. // ФТП. 1979. Т. 13, № 1. С. 37-40.
4. Le Si Dang, Romestain R. // Solid State Commun. 1982. Vol.43, № 8. P.829-831.