

STUDIES OF THE EFFECTS OF ELECTRON INJECTION IN III-NITRIDE SEMICONDUCTORS

Leonid Chernyak^{a*}

^a Physics Department, University of Central Florida, Orlando, FL 32816-2385, USA,

*e-mail: chernyak@physics.ucf.edu

It has been recently discovered that electron injection into p-GaN - either from the electron beam of a Scanning Electron Microscope (SEM) or by the application of an external voltage in a solid state device (p-n junction or Schottky barrier) - increases the critical minority carrier lifetime, τ , and diffusion length, L . Consistent changes are observed in other material's properties, including a photovoltaic response. An electronic model is proposed in which such changes are attributed to charging of meta-stable centers associated with Mg doping, as no effect is observed in n-GaN. Nonetheless, before a coherent model for the phenomenon can be created, the answers to a series of open questions must be found and several controversies have to be resolved.

Fig. 1 presents typical dependencies of L on duration of electron injection obtained at different temperatures in Metal-Organic Chemical Vapor Deposition (MOCVD) p-GaN, grown on sapphire, with $\sim 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ hole concentration. The Electron Beam Induced Current (EBIC) technique, allowing a direct measurement of minority carrier diffusion length, was used. The general trend is a linear multiple-fold increase of L for the duration of electron beam injection up to 2300 seconds (at 130 °C), corresponding to a total injected charge of 1.365 μC . At larger times of injection, L saturates (not shown in Fig. 1). Notice, that it takes less time for the diffusion length to saturate when the sample temperature is lower. Once the increase of L is induced by electron injection, it persists for several days.

The rate, R (dL/dt , where t is duration of electron injection), for L increase was calculated at every measurement temperature based on the linear dependencies in Fig. 1. Inset of Fig. 1 shows the dependence of R on thermal energy (2 kT). This dependence was fitted as:

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E_A}{2kT}\right) \quad (1)$$

Here, R_0 is a scaling constant, and ΔE_A is the process activation energy. The factor of 2 in the exponent denominator in equation (1) comes from the temperature dependence of minority carrier diffusion length in semiconductors. For equation (1), the best fit was obtained for the activation energy of 178 meV. This activation energy is in excellent agreement with that for the Mg-acceptor thermal ionization.

Cathodoluminescence (CL) experiments on a different MOCVD p-type sample with a comparable free hole concentration were carried out in-situ in the SEM, integrated with a Gatan MonoCL3 system, allowing wave-dependent and temperature-dependent measurements. The measurements were started at room temperature with the initial spectrum acquisition (spectrum 1 in Fig. 2). This spectrum features a broad luminescence band, peaking at $\sim 379 \text{ nm}$ (3.265 eV) and attributed to the excited electron transition from the conduction band to the Mg-acceptor-related levels ($e\text{-Mg}_0$). Fig. 2 shows a continuous decay of the CL intensity with time of electron beam injection, as is observed in the spectra 1 through 5. Note that after an electron injection is stopped, it takes several days for luminescence intensity to return to the pre-injection level.

We attribute a decrease of luminescence intensity to an increase in the minority carrier (electron) lifetime due to a charging of the neutral Mg levels in p-GaN. Note, that the concentration of these levels is quite significant (up to 10^{20} cm^{-3}), because of the large thermal ionization energy (130-208 meV) for the Mg-acceptors.

Trapping the SEM-beam-injected electrons on the Mg level prevents radiative recombination of the conduction band electrons (generated by the same beam) through this level. This leads to an increase of the minority electron lifetime in the conduction band. Because the intensity of luminescence is proportional to the rate of radiative recombination, which decreases with increasing lifetime, the CL decay is observed in Fig. 2. We note that a $\sim 2 \text{ nm}$ "blue" shift of the $e\text{-Mg}_0$ peak, observed in Fig. 2 with increasing electron injection time, is possibly attributed to a continuous charging of additional Mg-levels in the forbidden gap.

Increase of τ in p-GaN determines an increase of diffusion length for the minority carrier according to the following equation:

$$L = \sqrt{D\tau}, \quad (2)$$

where D is carrier diffusivity, which is unaffected by electron injection. The increase of L in Fig. 1 is consistent with the decrease of the peak CL intensity (increase of τ) in Fig. 2. Because L depends linearly on the duration of electron injection (see Fig. 1), the inverse CL intensity ($\sim \tau$) should depend on the injection duration quadratically, in agreement with equation (2). This is, indeed, observed in the inset of Fig. 2. Based on the experimental L values in Fig. 1, the range of τ , estimated from equation (2), is between 2 and 150 nsec at 34 °C.

CL measurements, carried out at elevated temperatures, demonstrated a slower decrease of the peak CL intensity with the time of electron injection (see Fig. 3). The rates for this decrease were found from the dependencies of the square root of inverse normalized (with respect to the initial maximum value) intensity on the duration of electron injection. In the inset of Fig. 3 these rates are plotted as a function of $2kT$ and fitted (similar to what was done for the L rates; see equation (1)). The obtained activation energy of ~ 190 meV is consistent with thermal ionization energy for the Mg-acceptor in GaN and is in good agreement with the activation energy obtained for the effects of electron injection from the EBIC measurements (178 meV).

The tentative model for the observed electron injection-induced effects is presented in Fig. 4 and its key ideas are summarized below.

- An electron, injected by an SEM beam, gets trapped by a neutral meta-stable Mg-level. The concentration of involved Mg levels increases with the duration of electron injection. Trapping an injected electron on the Mg-levels (these levels create a band in the GaN forbidden gap and are schematically shown in Fig. 4 above the charged Mg-acceptor level) prevents recombination of the conduction band electrons through these levels. This leads to an increase of τ for an electron in the conduction band and, as a result, to an increase of L in agreement with equation (2).

- The Mg-level, containing a trapped injected electron, becomes available for recombination of a conduction band electron as this level captures a hole. Capturing a hole means a transition of the trapped electron to the valence band. The rate of this transition increases with increasing temperature, and we note the existence of the activation energy, preventing the immediate hole capture by the ionized impurity [15]. The latter activation energy is, in fact, ΔE_A , obtained by us (cf. equation (1)).

- As the rate of hole capture on the Mg-level increases, the conduction band electrons have more chance for recombination on this level. This results in a shorter minority electron lifetime and a slower rate for L at higher temperatures.

It has to be pointed out that the activation energy for a hole capture on the Mg level is generally lower than the thermal ionization energy for this level. However, the measurements of persistent photoconductivity (PPC) in p-GaN imply that these two activation energies may, actually, be quite close to each other, with the difference not exceeding 30 meV. We use this assumption in the interpretation of experimental results. Note that the kinetics of L and CL relaxation (days) after stopping the electron beam irradiation, and the relation of the electron injection-induced effects to Mg impurities are in agreement with PPC studies in which an energy barrier of ~ 129 meV, preventing free hole capture by ionized Mg impurities in p-GaN, has been reported. The photoconductivity persists for many hours (after illumination is turned off) at least up to 310 K and is related to Mg doping.

It must be noted that we do not exclude a charging of grain boundaries as a possible mechanism for the electron injection effect, as there is growing evidence for the impact of these boundaries on carrier transport in p-GaN. In such a case, the grain boundaries may trap electrons in the potential wells, with holes either going over the potential barrier or tunneling through it, to recombine with these electrons. Under the SEM beam excitation, the electron pockets in the potential profile might be metastably filled, so that recombination would more and more occur via ordinary recombination centers (note that L after long injection times is higher than the expected dimensions of the GaN domains; cf. Fig. 1). The competing process is the electron emission from the grain boundary potential well. The latter process becomes more pronounced as the temperature of injection increases. This may explain the decreased rate of L with increasing temperature. We note, however, that additional experiments are needed to make a decisive conclusion.

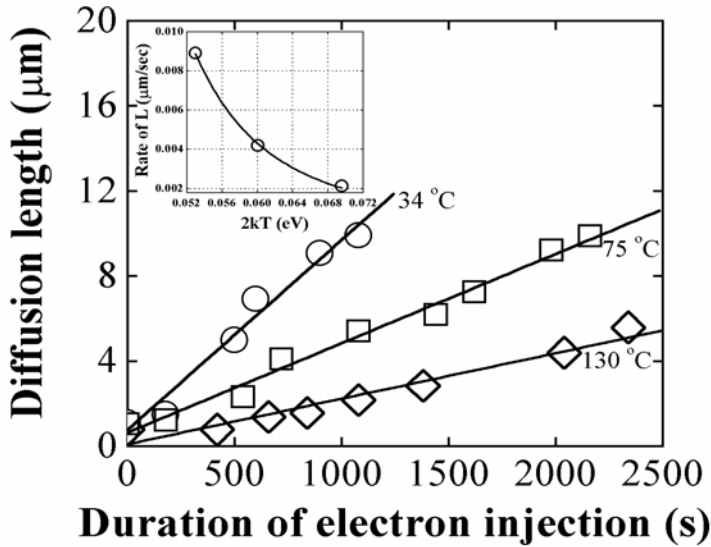


Fig. 1 Temperature dependence of the minority electron diffusion length in a 2 μm thick sample on duration, t , of electron injection. Open circles, squares, and diamonds are experimentally obtained values for 34, 75, and 130 °C, respectively. Solid lines represent the linear fit. Inset: Temperature dependence for the rate, $R=dL/dt$, of the minority carrier diffusion length increase. The best fit for this dependence is obtained at 178 meV for the activation energy.

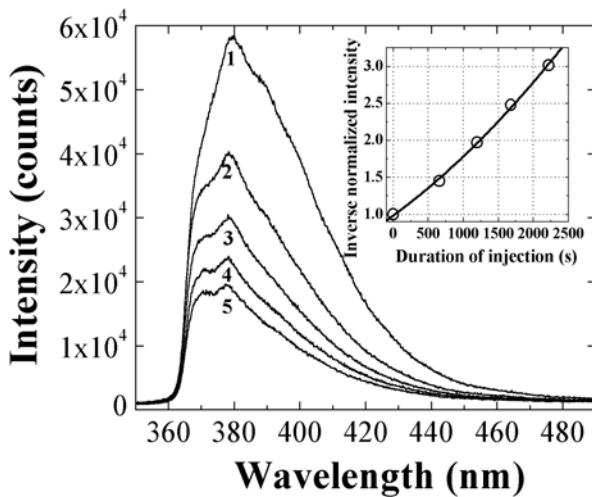


Fig. 2 Room temperature CL measurements after different time intervals of electron injection. The maximum (379 nm) in spectrum 1 nearly corresponds to the pre-injection situation (less than 20 seconds time difference). The maximum in spectra 2,3,4, and 5 corresponds respectively to 660, 1200, 1680, and 2200 seconds of electron injection. Inset: Inverse normalized (with respect to the maximum in 1) peak intensity (open circles) for the room temperature CL spectrum vs. duration of electron injection, and the quadratic fit.

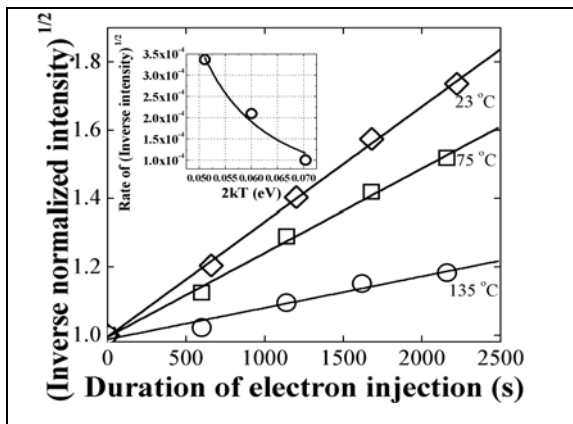


Fig. 3 Temperature dependence for the square root of inverse normalized intensity on duration of electron injection. The rate at every temperature is obtained from the slope of a linear fit. Inset: Temperature dependence for the rate of the square root of inverse normalized intensity (open circles) and the exponential fit.

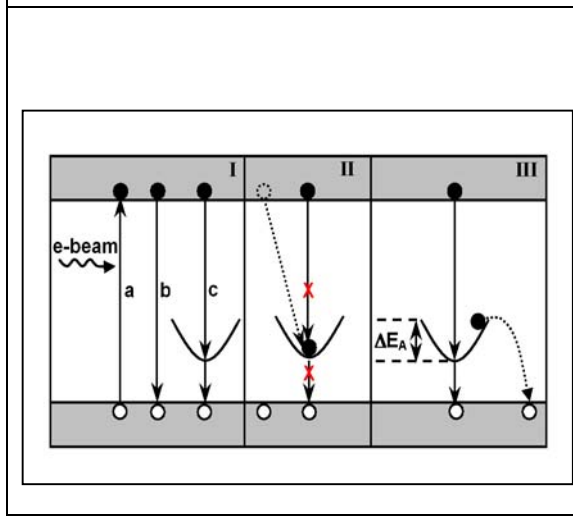


Fig. 4 Model for the electron injection-induced effect (on the example of electron beam irradiation). Electron beam, e-beam, generates non-equilibrium electron-hole pairs (Ia). Non-equilibrium carriers recombine either via the band-to-band transition (Ib) or through unoccupied (non-ionized) acceptor states (Ic). However, if a non-equilibrium electron is trapped by the acceptor level, recombination cannot proceed (II), leading to increased lifetime of non-equilibrium carriers. Release of the trapped electron with an activation energy ΔE_A (III) restores the original recombination pathway (Ic), resulting in a slower rate of lifetime increase at elevated temperatures.

ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТОВ ЭЛЕКТРОННОЙ ИНЖЕКЦИИ В III-НИТРИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Леонид Черняк^{a*}

^a Кафедра физики, университет Центральной Флориды, Орландо, 32816-2385, США

адрес электронной почты: chernyak@physics.ucf.edu

Недавно было обнаружено, что электронная инжекция в p-типе GaN осуществляемая с помощью электронного луча сканирующего электронного микроскопа или за счёт прикладывания внешнего напряжения к твёрдотельным приборам (p-n переходам или барьерам Шоттки), ведёт к увеличению времени жизни неосновных носителей заряда и их диффузионной длины. Соответствующие изменения были замечены и в других фундаментальных свойствах материала, включая фотоотклик. Была предложена электронная модель, в которой вышеуказанные изменения связываются с зарядкой мета-стабильных центров, создаваемых в p-GaN за счёт легирования Mg, поскольку подобный эффект не наблюдается в материале n-типа.

ДИНАМИКА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ СВЕРХРЕШЕТОЧНЫХ СТРУКТУР GaN/AlN И GaN/AlGaN: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

В.Ю. Давыдов^{1}, М.Б. Смирнов², Ю.Э. Китаев¹, А.Н.Смирнов¹,
М.А. Яговкина¹, В.В. Луидин¹, Е.Е. Заварин¹*

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Ул. Политехническая, д. 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия
тел. +7(812)2927911, e-mail: valery.davydov@mail.ioffe.ru;

² НИИ физики им. В.А. Фока, СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург,Россия

Перспективность использование сверхрешеточных (СР) структур на основе широкозонных нитридов (GaN, AlN и AlGaN) в различных электронных и оптоэлектронных приборах продемонстрирована в большом количестве публикаций (см., например, [1] и ссылки в нем). Такие СР могут использоваться как широкозонное окно в оптоэлектронных приборах, как активная область в светоизлучающих приборах и фотодетекторах, как слои для компенсации напряжений в структуре и др. Эффективное использование таких периодических структур требует детального исследования их фундаментальных физических свойств, а также развития новых количественных методик диагностики с целью совершенствования технологии их выращивания.

Раман-спектроскопия является признанной методикой исследования фононного спектра СР структур. Она также широко используется в качестве неразрушающего, обладающего высоким пространственным разрешением, метода анализа таких объектов. Обширный экспериментальный и теоретический материал накоплен в основном по СР типа GaAs/AlAs, для которых отсутствует перекрытие фононных дисперсионных кривых у объемных кристаллов GaAs и AlAs [2]. В отличие от этого, фононные дисперсионные кривые GaN перекрываются с дисперсионными кривыми AlN, что приводит к существенно новым явлениям в динамике кристаллической решетки СР созданных на основе этих материалов. Именно эти факторы явились препятствием в анализе колебательного спектра СР GaN/AlN, представленного в ранних работах [3, 4].

Модельные методы исследования фононных спектров составляют основу для количественного анализа и интерпретации экспериментальной информации, полученной методами колебательной спектроскопии. Есть все основания предполагать, что такое моделирование может привести к надежным заключениям, если в нем будут использованы модели потенциала межатомных взаимодействий, которые достаточно точно описывают динамические свойства чистых кристаллов AlN и GaN [5]. Результаты компьютерного моделирования колебательного спектра СР GaN/AlN и GaN/AlGaN, их интерпретация с помощью макроскопической модели диэлектрического континуума и их сравнение с экспериментальными рамановскими данными представлены в данной работе.

Исследовалось поведения акустических и оптических фононных мод в гексагональных СР состоящих из слоев GaN и AlN с периодами $d_p=2-40$ нм и СР GaN/Al_xGa_{1-x}N с разным содержанием Al ($x=0.13, 0.28, 0.44$ и 0.54) и разными периодами ($d_p=5-320$ нм). Все структуры были выращены в ФТИ им. А.Ф. Иоффе методом MOVPE на подложках (0001) Al₂O₃ [6,7].

Формирование СР ведет к сложению зоны Бриллюэна в направлении роста, в результате чего в рамановских спектрах появляются моды от сложенных акустических ветвей. Изучение этих мод позволяет получать информацию о периоде СР, а также дает сведения об усредненной скорости

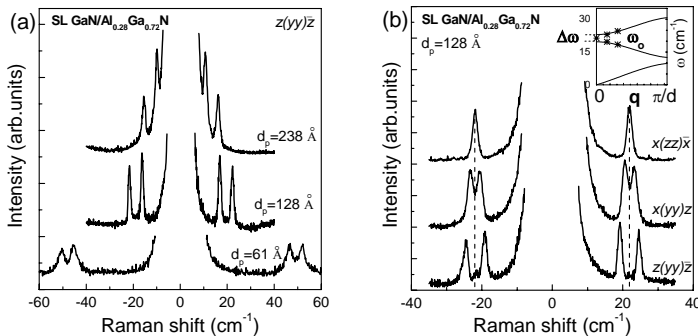


Рис.1. Рамановские спектры СР GaN/Al_{0.28}Ga_{0.72}N в области акустических фононов: (а) для СР с различными периодами; (б) при разных геометриях эксперимента. На вставке показана сложенная акустическая фононная ветвь (LA).

звука и дисперсии акустической фононной ветви в СР. На Рис.1(a) показаны рамановские спектры в области акустических фононов, полученные для нескольких СР GaN/Al_{0.28}Ga_{0.72}N с различными периодом. Видно, что спектры всех образцов содержат дублеты узких линий, которые испытывают сдвиг в сторону возбуждающей линии при увеличении периода СР. Известно, что именно такое поведение характерно для свернутых акустических фононов в СР. Положение дублетных линий

$\Delta\omega_{n,q_z}^{\mp}$ в спектрах дается выражением: $\Delta\omega_{n,q_z}^{\mp} = \omega_{n,0} \pm q_z s$, здесь $\omega_{n,0} = 2\pi m_s / d_p$ это частота центрозонного сложенного акустического фонона продольной дисперсионной ветви (LA), q_z это проекция волнового вектора фонона на направление сложения, s это скорость звука для среднего состава СР, а $n=1,2,\dots$ Было установлено, что для СР имеющих различный период, но одинаковое содержание Al ($x=0.28$) скорости звука для среднего состава СР, оцененные из данных Раман-спектроскопии (Рис.1(a)), очень близки и составляют 8410 м/сек.

Для того, чтобы определить дисперсионную кривую LA ветви в СР, были использованы три геометрии рассеяния (Рис.1(b)). Геометрия рассеяния "назад" $z(xx)\bar{z}$ от плоскости структуры перпендикулярной гексагональной оси z обеспечивала волновой вектор равный $q_z=2k_{phot}$. Геометрия рассеяния $y(xx)z$, с использованием 90-градусной геометрии рассеяния, уменьшала проекцию волнового вектора в направлении z до величины равной $q_z=k_{phot}$. Дальнейшее уменьшение величины волнового вектора было достигнуто в геометрии рассеяния "назад" с использованием торца СР $x(zz)\bar{x}$, которая обеспечивала величину q_z близкую к нулю.

Видно, что рамановские спектры для $z(xx)\bar{z}$ и $y(xx)z$ геометрий рассеяния содержат дублеты, величина расщепления которых зависит от величины волнового вектора q_z . В то же время в геометрии рассеяния $x(zz)\bar{x}$ наблюдается только одна линия и ее положение соответствует центру тяжести дублета.

Поведение мод при очень малых волновых векторах q_z является предметом повышенного интереса, поскольку щель в центре зоны для сложенных акустических фононов дает информацию о параметрах СР [2]. Наши результаты свидетельствуют в пользу того, что величина щели в центре зоны для сложенных акустических фононов находится за пределами инструментального разрешения (≈ 0.5 см⁻¹), что предполагает размытый интерфейс в изучаемой СР (GaN/Al_{0.28}Ga_{0.72}N с периодом 12.8 нм). В рамановских спектрах всех исследованных СР в области оптических колебаний были обнаружены две группы линий, одна из которых проявляла "одномодовую", а другая "двухмодовую" зависимость от соотношения толщин слоев СР. Результаты компьютерного моделирования динамики решетки, выполненные в рамках расширенной модели Борна-Кармана, и расчеты в приближении диэлектрического континуума позволили объяснить наблюдаемое в эксперименте поведение мод степенью их локализации в слоях СР, а механизм межслоевого взаимодействия приписать дальнедействующим диполь-дипольным силам [8].

Результаты расчетов предсказывают (Рис.2(a)), что для фононов, распространяющихся вдоль гексагональной оси ($A_1(LO)$ и $E_1(TO)$), а также для фононов симметрии E_2 ($E_2(\text{low})$ и $E_2(\text{high})$), в спектрах должны наблюдаться по две линии. Частоты этих линий близки к частотам аналогичных мод в объемных кристаллах GaN и AlN, а их интенсивности – пропорциональны толщинам

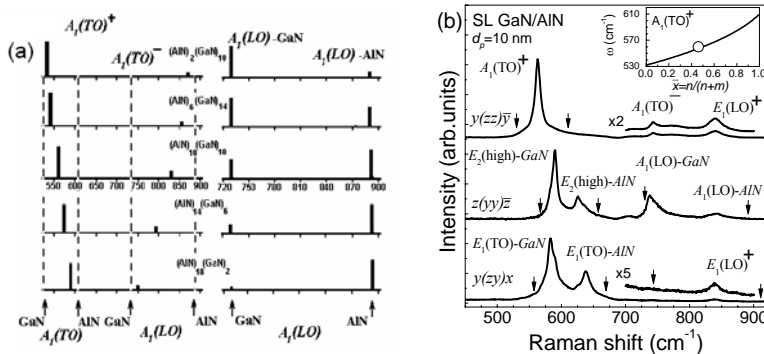


Рис.2. (a) рассчитанные частоты и интенсивности $A_1(TO)$ и $A_1(LO)$ мод для СР (GaN)_m/(AlN)_n с разными толщинами слоев; (b) поляризованные рамановские спектры СР GaN/AlN с периодом $d_p=6$ нм (GaN)+4нм (AlN)=10нм. Стрелками показаны положения соответствующих фононных линий в объемных GaN и AlN.

соответствующих слоев. Анализ собственных векторов этих мод показывает, что эти колебания локализованы в соответствующих слоях, составляющих CP.

В то же время для колебаний распространяющихся в плоскости слоев CP ($A(\text{TO})$ и $E(\text{LO})$), расчеты предсказывают другой характер поведения. Каждый спектр симметрии $A(\text{TO})$ и $E(\text{LO})$ должен содержать по одной “нормальной” полосу ($A(\text{TO})^+$ и $E(\text{LO})^+$). Положение этих полос монотонно меняется от их характерного положения в GaN до положения типичного для AlN пропорционально относительной доле разных нитридов в CP (m/n). Интенсивность этих полос велика и слабо меняется при изменении структуры CP. Кроме того, расчет предсказывает появление в каждом спектре ещё одной менее интенсивной “аномальной” полосы ($A(\text{TO})^-$ и $E(\text{LO})^-$), которая должна располагаться в интервале продольных (для $A(\text{TO})^-$) и поперечных (для $E(\text{LO})^-$) частот кристаллов, составляющих CP. Анализ смещений атомов в модах $A(\text{TO})$ и $E(\text{LO})$ позволяет утверждать, что это – делокализованные моды. Собственные векторы этих колебаний близки к сумме собственных векторов мод соседних слоев (для “нормальных” мод) или их разности (для “аномальных” мод). Наблюдаемая в эксперименте картина хорошо согласуется с поведением, предсказываемым микроскопическими расчетами. В качестве примера на Рис.2(b) представлены рамановские спектры полученные на CP GaN/AlN с периодом $d_p=10\text{nm}$. В спектре $z(xx)\bar{z}$ в области фононов симметрии E_2 регистрируются две линии, частоты которых близки к частотам E_2 фононов объемных GaN и AlN. Аналогичная картина наблюдается в спектрах, соответствующих фононам симметрии $E_1(\text{TO})$ и $A_1(\text{LO})$ (рис.2(b), спектр $y(z\bar{y})x$ и $z(xx)\bar{z}$, соответственно). В соответствии с расчетом, эти колебания должны быть локализованы в слоях и их поведение определяется только характеристиками этих слоев. Следовательно, наблюдаемые сдвиги фононных линий относительно их положения в недеформированных кристаллах GaN и AlN (на рисунке 2(b) они показаны стрелками) могут быть однозначно объяснены наличием деформаций в слоях CP.

С использованием данных о константах деформационного потенциала соответствующих фононных мод, мы оценили знак и величину деформаций в слоях, составляющих CP GaN/AlN ($d_p=10\text{ nm}$): $\sigma_{xx}(\text{GaN})=-5.5\text{ ГПа}$ и $\sigma_{xx}(\text{AlN})=6.0\text{ ГПа}$. Оказалось, что плоскостные деформации в слоях GaN имеют характер сжатия, а в слоях AlN они имеют характер растяжения. Исследования, выполненные на CP GaN/AlN с различными периодами, выявили, что с уменьшением периода происходит значительное увеличение деформации в слоях CP. При этом по абсолютной величине сжатие слоев GaN больше, чем растяжение слоев AlN, что обусловлено вкладом термоупругих напряжений. Величины деформаций в слоях GaN и AlN, оцененные из рамановских данных, хорошо согласуются с результатами, полученными методом рентгеновской дифракции.

В то же время эксперименты показывают, что фононы симметрии $A_1(\text{TO})$ и $E_1(\text{LO})$ действительно имеют характеристики свойственные делокализованным колебаниям. Так, например, в спектре соответствующем фонону симметрии $A_1(\text{TO})$ (рис.2(b), спектр $x(z\bar{z})\bar{x}$)

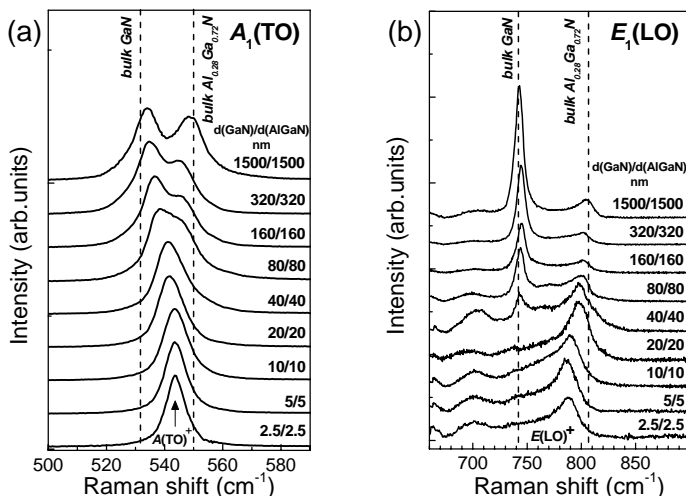


Рис.3. Поляризованные рамановские спектры CP GaN/Al_{0,28}Ga_{0,72}N с разным периодом для фононов симметрии $A_1(\text{TO})$ (a) и $E_1(\text{LO})$ (b).

наблюдается лишь одна линия, которая занимает среднее положение между частотами $A_1(\text{TO})$ фонона в объемном GaN и AlN. Аналогичная картина наблюдалась и в спектрах симметрии $A_1(\text{TO})$, полученных на CP GaN/Al_xGa_{1-x}N ($x=0.13-0.54$). Здесь также была зарегистрирована одиночная линия, интенсивность которой не зависела от состава CP, а ее частотное положение соответствовало среднему содержанию Al в CP GaN/Al_xGa_{1-x}N. Такое поведение согласуется с результатом, предсказываемым микроскопическим расчетом для “нормального” делокализованного колебания. Отсутствие в спектре “аномального” колебания может быть объяснено противофазным характером атомных смещений в соседних слоях, которые дают вклады противоположного знака в производную дипольного момента и поляризуемости.

В спектрах колебаний симметрии $E_1(\text{LO})$ наблюдается картина аналогичная описанной выше для $A_1(\text{TO})$. На Рис.3(a) и 3(b) представлена трансформация мод $A_1(\text{TO})$ и $E_1(\text{LO})$ для CP GaN/Al_{0.28}Ga_{0.72}N происходящая с уменьшением периода структуры. Наблюдаемая картина хорошо согласуется с поведением, предсказываемым микроскопическими расчетами.

Для короткопериодных CP GaN/AlN ($d_p < 10$ нм) впервые было обнаружено, что рамановские спектры в области продольных оптических фононов AlN содержат набор максимумов, количество и положение, которых зависят от периода CP. Анализ спектров показал, что эта структура связана с локализованными $A_1(\text{LO})$ фононами AlN.

Таким образом, эффект одновременного существования в CP локализованных мод, которые несут информацию об индивидуальных характеристиках слоев составляющих CP, и делокализованных мод, несущих информацию об усредненных характеристиках структуры, позволяет количественно оценить такие важные характеристики CP как величину деформации в слоях структуры, долю Al в слое твердого раствора, а также соотношение между толщинами индивидуальных слоев в CP [7,8].

Работа была поддержана РФФИ (Грант 09-02-01280), ННС-РФФИ (Грант 08-02-92003-ННС), и программой РАН "Физика новых материалов и структур".

[1] III-V Nitride Semiconductors: Applications and Devices in *Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices Series*, Edited by E.T. Yu and M.O. Manasreh, CRC Press, v.16(2002).

[2] B. Jusserand and M. Cardona, in *Light scattering in solids V*, Edited by M. Cardona and G. Guntherherodt, Springer-Verlag, Berlin, p.49 (1988) (and references therein).

[3] J. Gleize, F. Demangeot, J. Frandon, M.A. Renucci, F. Widmann, B. Daudin B., Appl.Phys.Lett. **74**, 703 (1999).

[4] J. Gleize J, J. Frandon, F. Demangeot, M. Renucci, M. Kuball, J. Hayes, F. Widmann, and B. Daudin, Mat. Sci. Eng. B **82**, 27 (2001).

[5] V.Yu. Davydov, et al. Phys. Rev. B **58**, 12 899 (1998).

[6] V.Yu. Davydov, et al, phys.stat.sol. (a) **188**, 863 (2001).

[7] V.Yu Davydov, A.N. Smirnov, I.N. Goncharuk, R.N. Kyutt, M.P. Scheglov, M.V. Baidakova, W.V. Lundin, E.E. Zavarin, M.B. Smirnov, and S.V. Karpov, phys.stat.sol. (b) **234**, 975 (2002).

[8] М.Б. Смирнов, С.В. Карпов, В.Ю. Давыдов, А.Н. Смирнов, Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, ФТТ **47**, 716 (2005).

LATTICE DYNAMICS OF GaN/AlN AND GaN/AlGaN SUPERLATTICES: THEORY AND EXPERIMENT

V.Yu. Davydov^{1*}, M.B.Smirnov², Yu.E. Kitaev¹, A.N. Smirnov¹,
M.A. Yagovkina¹, V.V.Lundin¹, and E.E.Zavarin¹

¹ Ioffe Physical-Technical Institute, Politekhnicheskaya str., 26, 194021, St. Petersburg, Russia
phone. +7(812)2927911, e-mail: valery.davydov@mail.ioffe.ru;

² Fock Institute of Physics, Saint-Petersburg State University, 198504, St.Petersburg, Russia

Computer simulation of the lattice dynamics of GaN/AlN and GaN/AlGaN superlattices is performed to elucidate the microscopic nature of the vibrational states corresponding to the strongest bands in the Raman spectra. Experimental Raman spectra are shown to consist of two groups of lines, one of which exhibits a two-mode behavior and the other shows a one-mode behavior as the relative layer thicknesses are varied. The results of computer simulation and calculations within the dielectric-continuum approximation suggest that the behavior of the observed vibrational modes is dictated by the degree of their localization and that the interlayer couplings due to long-range dipole-dipole interactions. It is shown that the delocalized modes, which exhibit one-mode behavior, can be used as a sensitive probe of the structure and composition of superlattices.

СПЕКТРОСКОПИЯ АДМИТТАНСА – МОЩНЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ГЕТЕРОСТРУКТУР С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN/GaN

О.В. Кучерова^{1}, В.И. Зубков¹*

¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» (СПбГЭТУ).

Ул. Проф. Попова, д.5, 197376, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)2343016, e-mail: koucherova@mail.ru

Активная область полупроводниковых гетероструктур, использующихся в современных мощных белых, синих и сине-зеленых светодиодах, представляет собой набор тонких квантовых ям InGaN/GaN. Диагностика таких структур, обладающих квантово-размерными эффектами, встроенными пьезополями и большой плотностью дислокаций из-за особенностей роста нитридных гетероструктур на сапфировых подложках, требует использования современных адекватных методов их исследования.

Комплексное применение квазистатических и температурных методов спектроскопии адмиттанса при реализации температурной развертки и смещения границы области объемного заряда, сочетает в себе пространственное разрешение по координате образца и информацию об энергетическом спектре квантово-размерной системы [1]. Это дает возможность наиболее полно характеризовать множественные квантовые ямы (МКЯ) с точки зрения их основных электрофизических параметров и свойств электронного спектра.

Измерения светодиодных гетероструктур с множественными квантовыми ямами (МКЯ) InGaN/GaN проводились на оригинальной автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса [2], состоящей из LCR метра Agilent E4980A и гелиевого криостата замкнутого цикла Janis CCS 200/204N. Уникальной особенностью системы является реализация измерений в одном температурном цикле, что позволяет кардинально (на 3 порядка) сократить время измерений. Образцы измерялись в едином цикле со ступенчатым изменением температуры от 5.5 до 325 К в широком диапазоне приложенных смещений и частот тестового сигнала.

Типичные $1/C^2(U)$ - и $G/\omega(U)$ -характеристики гетероструктуры с МКЯ приведены на рис. 1. Наблюдаемая система нескольких плато и перегибов на этих графиках отражает наличие МКЯ в гетероструктуре. Каждому плато на вольт-фарадной характеристике (ВФХ) соответствует полочка на зависимости $G/\omega(U)$. Ступенчатое поведение проводимости объясняется тем, что с увеличением ширины области объемного заряда (при увеличении обратного смещения) происходит поочередное «выключение» квантовых ям и ступенчатое уменьшение их вклада в общую проводимость. Это явление особенно заметно при температурах ниже азотных.

Концентрационные профили носителей заряда, построенные по ВФХ демонстрируют ряд интенсивных пиков, соответствующих отдельным КЯ (рис. 2). Определено расстояние между квантовыми ямами и заряд, накапливаемый в них.

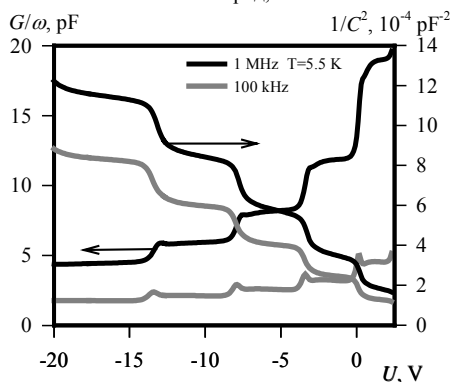


Рис.1. ВФХ и зависимость проводимости от приложенного смещения промышленного светодиода.

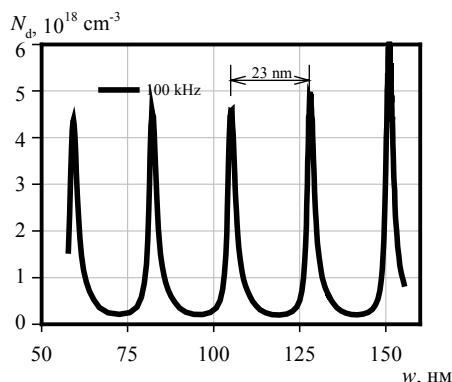


Рис.2. Концентрационный профиль основных носителей заряда при 5.5 К.

Информацию об энергетической структуре образца можно получить при анализе температурных спектров емкости и проводимости. Особенностью графиков Аррениуса данного образца является существенное отклонение от линейной зависимости (рис. 3). Мы связываем этот эффект с появлением туннельной эмиссионной составляющей, которая не зависит от температуры и поэтому ее вклад особенно заметен при низкой температуре [3].

В температурных спектрах проводимости, построенных при фиксированной частоте и при различных приложенных смещениях, помимо монотонного роста амплитуды пиков с увеличением смещения наблюдается резкое возрастание амплитуды низкотемпературного пика при прямом смещении, что может быть объяснено различными механизмами захвата и эмиссии носителей заряда.

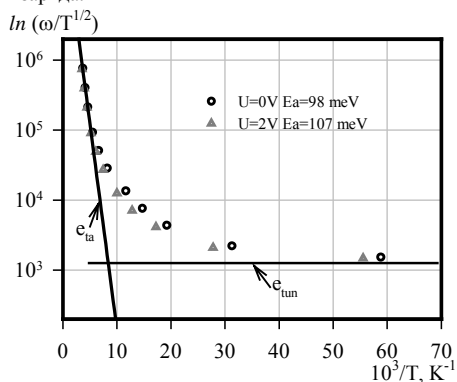


Рис.3. График Аррениуса при U=0 В и +2В.

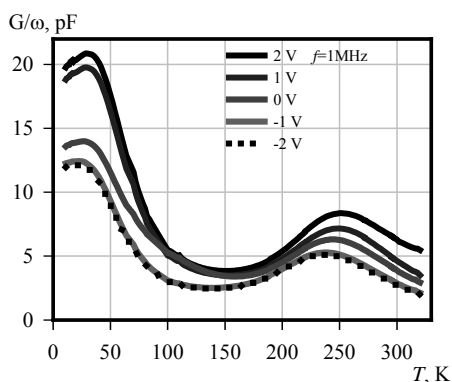


Рис.4. Температурный спектр проводимости при различных смещениях.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг. при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (госконтракт № 02.740.11.0213 от 07.07.2009 г.) и Федерального агентства по образованию (госконтракт №П1890 от 18.08.2009 г.) и АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2009-2010 гг. (рег. № 2.1.1/2503).

[1] В.И. Зубков. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса (СПб., Элмор, 2007).

[2] В.И. Зубков, О.В. Кучерова, А.Н. Кузнецова. Сборник трудов 7-й международной научно-практической конференции «Образовательные, научные и инженерные приложения в среде LabVIEW и технологии National Instruments - 2008». Москва, 28-29 ноября 2008 г. с.21-23.

[3] О.В.Кучерова, В.И.Зубков, А.В.Соломонов,Д.В.Давыдов. ФТП, **44** (3), 352 (2010).

ADMITTANCE SPECTROSCOPY – A POWERFUL METHOD FOR DIAGNOSTICS OF ELECTRONIC STRUCTURE OF HETEROSTRUCTURES WITH MULTIPLE QUANTUM WELLS InGaN/GaN

O.V. Kucherova^{1}, V.I. Zubkov¹*

¹St.Petersburg State Electrotechnical University “LETI”. Prof. Popov street, 5, 197376, St.Petersburg, phone. +7(812)2343016, e-mail: koucherova@mail.ru

An originally designed computer-controlled admittance setup consisted of precision LCR-meter Agilent E4980 and closed-cycled helium cryostat Janis CCS 200/204N was used for comprehensive study of LED structures with MQW InGaN/GaN. A step-like behavior of conductance vs. bias characteristic was observed which we attribute to the sequential switch off every quantum well under the increasing reverse bias.

Arrhenius plots derived from the temperature admittance spectra demonstrate strong deviation from the linear one. This phenomenon could be explained as a significant contribution of tunnel component (especially at low temperature) in total carrier emission from a QW.

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕФОРМАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР InGaN/GaN

**Б.С. Явич^{1*}, В.П. Кладко², А.В. Кучук², Н.В. Сафрюк², Р.В. Конакова²,
В.Ф. Мачулин², А.Е. Беляев²**

¹ ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника», а/я 78, 194156, Санкт-Петербург;

² Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, пр. Науки, 45, 03028, Киев
тел. +38(044)5255758, e-mail: kladko@isp.kiev.ua;

Многослойные эпитаксиальные гетероструктуры на основе твердых растворов InGaN/GaN широко используются для создания светодиодов (СД), излучающих в видимом и ультрафиолетовом диапазонах. Для этих структур характерными являются большие несоответствия параметров решетки, вызванные деформационными полями, которые приводят к сильным пьезоэлектрическим полям. Кроме того, им свойственна большая плотность дислокаций, неровность интерфейсов и флуктуация состава. Последние приводят к ухудшению оптические свойств данных структур. Поэтому повышение эффективности и расширение спектрального диапазона излучения СД является одним из приоритетных направлений в современной технологии наногетероструктур.

В связи с этим, исследование дефектного и деформационного состояния таких систем является актуальной задачей, как для технологии получения слоев с разным электронным потенциалом, так и для понимания их влияния на сами электронные приборы.

Рентгеновская дифрактометрия используется для определения структурных (геометрических) параметров многослойных систем, таких как состав и толщина отдельных слоев, а также последовательность их расположения [1-3]. Кроме этого, в дифракционных кривых содержится информация о резкости гетерограниц (наличие переходных слоев) и деформации слоев, а также о структурном совершенстве эпитаксиальных слоев, типе дефектов и их параметры.

В данном докладе рассмотрены некоторые аспекты рентгеновских дифракционных исследований многослойных структур (сверхрешеток) на основе InGaN/GaN для определения их структурных и деформационных параметров.

Исследовались образцы на основе InGaN/GaN, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии (МОСVD), на сапфировых подложках с ориентацией (0001). Состав квантовых ям постоянный и настроен на длину волны излучения близкую к 460 нм. Номинальный состав InGaN при этом находился в пределах 12-15% по индию. Образцы содержат выращенный на подложке низкотемпературный GaN зародышевый слой, слой *n*-GaN (толщина 3.5мкм), буферную 5-периодную СР (толщина КЯ составляет 2.5нм, GaN барьеров – 4-5нм.), активную область, которая содержит 5 InGaN/GaN КЯ, токоограничивающий слой *p*-AlGaN толщиной 20нм и слой *p*-GaN толщиной 0.1мкм. Номинальная толщина КЯ для основной СР составляет 2.5нм, GaN барьеров - 9нм.

Кривые дифракционного отражения (КДВ) от СР содержат две системы осцилляций: периодических распределений интенсивности в зависимости от угла падения – “быстрые” осцилляции, характерные для отражения от тонкого слоя или от всей структуры и периодически расположенные спутники до второго порядка, что является свидетельством хорошей периодичности выращенных структур. На экспериментальной КДВ наблюдается расщепление нулевого спутника, которое невозможно объяснить толщинными осцилляциями. Отметим, что на дифракционных кривых от нитридных пленок, выращенных на сапфире, нет пика подложки (ближайший рефлекс сапфира расположен на несколько градусов от измеренного интервала углов), который служит реперной точкой для определения деформаций буферных эпитаксиальных слоев. Поэтому для определения параметров *a* и *c* необходима привязка к абсолютной шкале углов отражения. Это осуществлялось путем измерения брэгговского угла рассеяния 2θ для слоя GaN и среднего пика СР с помощью анализатора.

Трехкристалльная геометрия дифракции позволяет определить релаксацию эпитаксиальных структур при анализе так называемых карт распределения интенсивности вокруг узлов обратного пространства (КОП). Она основана на том, что интенсивность когерентного рассеяния от полностью напряженных эпитаксиальных гетероструктур распределена в плоскости рассеяния в направлении, параллельном нормали к поверхности. В этом направлении расположены дополнительные узлы – центры отражения от отдельных слоев, толщинные осцилляции, а также спутники сверхрешетки. Для полностью релаксированной структуры узлы – центры отражения отдельных слоев должны лежать вдоль вектора дифракции. При частичной релаксации они занимают некоторое промежуточное положение.

Активная СР была выращена на буферной СР с меньшим содержанием индия. Это свидетельствует о том, что СР структура выращена на релаксированном в некоторой степени буферном слое. Поскольку пленки A^3 -нитридов, выращенные на сапфире, практически полностью релаксируют при температуре роста и напряжения в них, наблюдаемые при комнатной температуре, носят, в основном, термический характер, то это можно отнести и к буферному слою и характеризовать СР двумя параметрами релаксации – релаксацией СР в целом относительно буферного слоя и релаксацией между отдельными слоями СР.

Таблица.

Основные параметры структур, полученные рентгеновскими методами.

Слои структуры	t , nm	c , nm	a , nm	ε_{\perp}	x	c/a
InGa _N -CP1	3.6	0.52987	0.32309	0.01410	0.18	1.6400
GaN-CP1	8.9	0.51744	0.31871	-0.00561	–	1.6235
InGa _N -CP2	3.5	0.53007	0.32313	0.01560	0.07	1.6404
GaN-CP2	3.8	0.51713	0.31887	-0.00645	–	1.6217

Из таблицы видно, что слои GaN в СР находятся в состоянии растяжения, а слои твердого раствора – в состоянии сжатия, причем это имеет место для всех исследованных структур. В абсолютном значении деформации растяжения слоев GaN меньше, чем деформации сжатия слоев InGa_N. Это отличие вызвано, в основном, толщиной слоев. Для всех исследованных СР имеет место релаксация на нижней гетерогранице, т.е. снятие напряжений, которые возникают между СР в целом и буферным слоем. Это не удивительно, учитывая общую толщину буферного слоя (около 3 мкм) и относительное несоответствие между СР в целом и буферным слоем GaN порядка 0,476% (исходя из среднего состава СР $\langle x \rangle = 0,18$) так что напряжения, которые возникают заведомо больше критических.

Методами рентгеновской дифрактометрии определено деформационное состояние СР и отдельных ее слоев, степень релаксации слоев структуры, а также период, толщины слоев и состав твердого раствора In_xGa_{1-x}N в активной области. Установлено, что СР выращена на релаксированном буферном слое. Слои сверхрешетки выращены практически когерентно с незначительной релаксацией слоя InGa_N (порядка 1.5%). Установлена роль дислокаций в процессах релаксации.

[1] V.P. Kladko, A.V. Kuchuk, N.V. Safryuk, V.F. Machulin, A.E. Belyaev, R.V. Konakova, B.S. Yavich. Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, **13** (1), 1 (2010).

[2] V.P. Kladko, A.V. Kuchuk, N.V. Safryuk, V.F. Machulin, A.E. Belyaev, H. Hardtdegen, S.A. Vitusevich. Appl. Phys. Lett. **95** (3), 031907 (2009).

[3] V.P. Kladko, A.F. Kolomys, M.V. Slobodian, V.V. Strelchuk, V.G. Raycheva, A.E. Belyaev, S.S. Bukalov, H. Hardtdegen, V.A. Sydoruk, N. Klein, S.A. Vitusevich. J. Appl. Phys. **105** (9), 063515 (2009).

X-RAY DIFFRACTION STUDY OF DEFORMATION STATE OF MULTILAYERED STRUCTURES InGa_N/GaN

B.S. Yavich^{1*}, V.P. Kladko², A.V. Kuchuk², N.V. Safryuk², R.V. Konakova², V.F. Machulin², A.E. Belyaev²

¹OAS «Svetlana-Optoelectronics», a/box 78, 194156, St.-Petersburg

²V. Lashkaryov Institute of semiconductors physics NASU, pr. Nauki 45, 03028, Kiev
phone. +38(044)5255758, e-mail: kladko@isp.kiev.ua;

X-ray studying was performed for the investigation of In_xGa_{1-x}N/GaN multilayered structures growth by (MOCVD). Deformation condition of SL and its separate layers, degree of a relaxation of the buffer, and also period of the SL, thickness of the layers and structure of firm solution In_xGa_{1-x} in active area have been defined. It was find that SL have been grown on the relaxed buffer layer. SL layers were grown practically coherent with slight relaxation of InGa_N layer (of order 1.5%. The role of dislocations for relaxation processes was establishe.

Using the Parrat-Speriozu method to analyze experimental diffraction spectra from multilayered structures have being obtained not only the thickness, the period of structures and their average composition, but also the deformation and the relaxation degree of active region and of buffer layers in investigated wafers.