

Использование частотных зависимостей емкости и проводимости для характеристики процессов релаксации заряда в квантовых ямах в светоизлучающих структурах InGaN/GaN

О. А. Солтанович,* Е. Б. Якимов†

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Россия,
142432, г. Черноголовка Московской области, ул. Акад. Осипьяна, 6
(Статья поступила 20.09.2013; Подписана в печать 04.04.2014)

Исследованы частотные зависимости емкости и проводимости светоизлучающих структур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами в широком диапазоне температур и напряжений смещения. Обнаружено, что релаксация заряда в квантовых ямах хорошо описывается с помощью двух эмиссионных процессов с разной зависимостью скорости эмиссии от температуры. Показано, что в типичных светоизлучающих структурах на основе InGaN/GaN одна или несколько квантовых ям могут оставаться заполненными даже при относительно больших напряжениях смещения, приложенных к структуре, и давать вклад в измеряемую емкость. Это позволяет объяснить наблюдаемую на таких структурах зависимость получаемых эффективных профилей распределения носителей заряда от температуры и частоты измерений при использовании метода вольт-фарадных характеристик.

PACS: 73.21.Fg, 73.61.Ey, 81.07.St, 84.37.+q УДК: 538.915 538.935 537.9
Ключевые слова: квантовые ямы, InGaN, емкостные измерения.

ВВЕДЕНИЕ

Информация о распределении и процессах релаксации заряда в активной области структуры представляет несомненный интерес при изучении функциональных параметров и причин деградации светоизлучающих диодов InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами (МКЯ). Наиболее распространенным методом получения информации о количестве заряда, захваченного в квантовых ямах (КЯ), о расположении КЯ в структуре и о концентрации легирующей примеси является метод вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Недавно было показано [1], что в структурах InGaN/GaN с МКЯ релаксация заряда в КЯ (отклик заряда на тестовый сигнал измерения емкости) может существенно влиять на результаты измерений ВФХ, в частности, приводить к наблюдаемому на таких структурах кажущемуся сдвигу эффективных профилей концентрации по глубине [2–4] в зависимости от частоты и температуры (см., напр., рис. 1).

В настоящей работе проведено исследование частотных зависимостей емкости $C(\omega)$ и проводимости $G(\omega)$ в светоизлучающих структурах InGaN/GaN с пятью КЯ в широком диапазоне температур и напряжений смещения, что позволило более детально характеризовать процессы релаксации заряда в КЯ и возможные механизмы их влияния на результаты емкостных измерений.

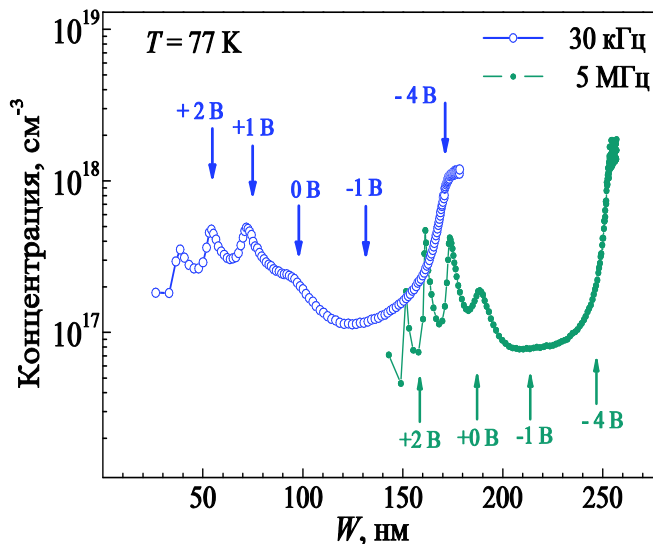


Рис. 1: Эффективные профили распределения носителей заряда в структуре InGaN/GaN с 5 КЯ, полученные из ВФХ, измеренных при 77 К и двух разных частотах. Стрелками на каждом профиле показаны точки, соответствующие указанным напряжениям смещения при измерении ВФХ. W — ширина ОПЗ, полученная из ВФХ

1. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА

Исследовались типичные светоизлучающие структуры InGaN/GaN, которые были выращены методом MOCVD на сапфире и включали: 3 мкм слой n-GaN, легированного Si ($\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$); буферный слой около 50 нм, содержащий сверхрешетку GaN/InGaN с низким содержанием In ($\text{In} < 10\%$); активный слой с пятью КЯ (3 нм InGaN с содержанием In $\sim 20\%$ и 12 нм GaN); и верхний слой p^+ -GaN ($\sim 0.1 \text{ мкм}$), легиро-

*E-mail: solt@iptm.ru

†E-mail: yakimov@iptm.ru

ванного Mg ($\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$). Контакты к р-области создавались напылением тонких слоев Ni/Au диаметром 330 мкм с последующим вытравливанием вокруг них мезы диаметром 460 мкм.

ВФХ и зависимости проводимости от напряжения измерялись в диапазоне частот 60 Гц–5 МГц для температур 77–300 К. Частотные зависимости емкости $C(\omega)$ и проводимости $G(\omega)$ были построены из данных ВФХ и зависимостей проводимости от напряжения для выбранных фиксированных значений температур в диапазоне 77–300 К и напряжений смещения в диапазоне от +2.4 В прямого смещения до –4 В обратного смещения, что соответствует прохождению границы области пространственного заряда (ОПЗ) от области КЯ до нижней границы буферного слоя. На рис. 1 продемонстрировано, что, несмотря на то, что эффективные профили концентрации смещаются в зависимости от частоты [1], характерные особенности профилей (напр., пики, соответствующие КЯ, или граница буфера и сильнолегированного слоя) проявляются при одних и тех же значениях напряжений смещения. Отметим, что проведенный в нашей работе анализ зависимостей $C(\omega)$ и $G(\omega)$ аналогичен исследованию структур с помощью известной методики адмиттансной спектроскопии [5].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Экспериментальные зависимости $C(\omega)$ и $G(\omega)/\omega$ для светоизлучающих структур InGaN/GaN, полученные для положительного смещения 1 В и различных температур, представлены на рис. 2. Приведенные зависимости являются характерными для исследованных структур и имеют похожий вид при других напряжениях смещения. На зависимостях $C(\omega)$ в исследуемых структурах было обнаружено две ступеньки (а на зависимостях $G(\omega)/\omega$ – соответственно два пика), смещающиеся по частоте в зависимости от температуры и предположительно связанные с эмиссией носителей из КЯ. В дальнейшем рассмотрении основное внимание будет уделено анализу первой ступеньки на зависимостях $C(\omega)$ (ступенька при частотах $\sim 10^2$ – 10^5 Гц), поскольку она отчетливо проявляется при всех рассматриваемых температурах и частотах. Вторая ступенька (при частотах $> 10^6$ Гц) видна только на зависимостях, полученных для низких температур, и детальное исследование температурной зависимости для нее затруднительно.

А. Анализ и моделирование зависимостей $C(\omega)$ при разных температурах

Согласно теории адмиттансной спектроскопии, из зависимостей $C(\omega)$ при разных температурах можно определить температурную зависимость скоро-

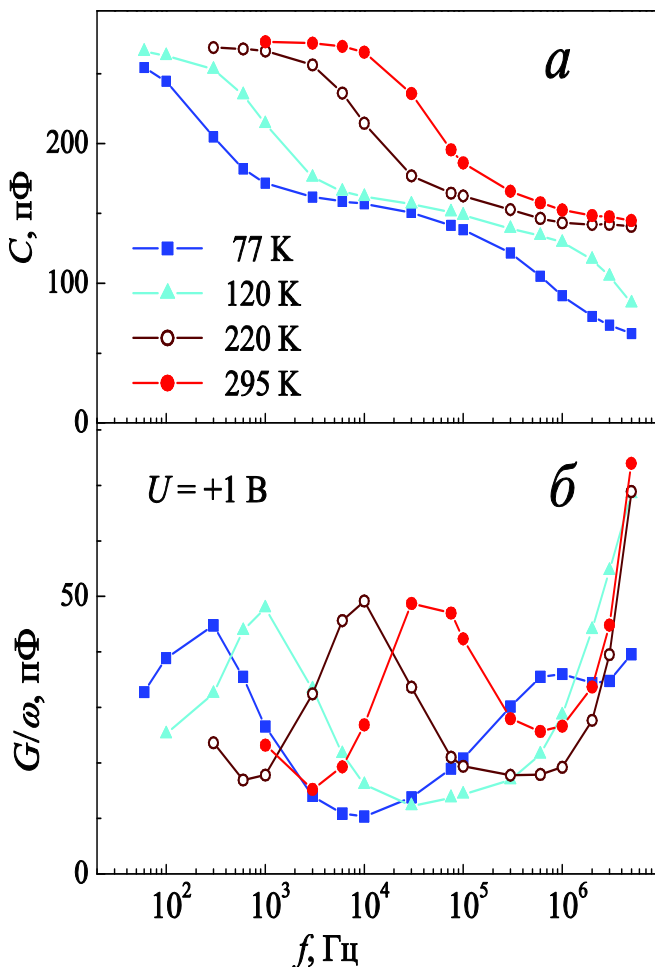


Рис. 2: Типичные зависимости $C(\omega)$ (а) и $G(\omega)/\omega$ (б), полученные на структурах InGaN/GaN с 5 КЯ для разных температур. Напряжение смещения на структуре +1 В, по оси абсцисс отложена частота тестового сигнала $f = \omega/2\pi$

сти эмиссии носителей с локализованных состояний как $e(T) = \omega_{1/2}(T)$, где $e(T)$ – скорость эмиссии, $\omega_{1/2}(T)$ – угловая частота, соответствующая половине высоты ступеньки на зависимости $C(\omega)$ и максимуму пика на зависимостях $G(\omega)/\omega$, T – абсолютная температура. Было обнаружено, что полученная экспериментальная зависимость $e(T)$ не может быть описана с помощью одного термоактивационного процесса типа:

$$e(T) = e_0 \exp(-E_A/kT) \quad (1)$$

где E_A – энергия активации перехода, k – постоянная Больцмана, e_0 – предэкспоненциальный фактор.

Для первой ступеньки на зависимостях $C(\omega)$ было проведено моделирование зависимостей скорости эмиссии и $C(\omega)$ от температуры в предположении о наличии двух конкурирующих процессов эмиссии носителей из КЯ. Моделирование показало, что экспериментальные зависимости $C(\omega)$ и $e(T)$ хорошо описываются в предположении, что наряду с термоактивацион-

ным выбросом носителей из КЯ (1) существует другой процесс, эффективный при низких температурах ($77\text{ K} < T < 220\text{ K}$), скорость которого $e_{LT}(T)$ можно описать эмпирической зависимостью вида:

$$e_{LT}(T) = e_{LT}(77) \exp[(E_F(T) - E_F(77))/kT] \quad (2)$$

где $e_{LT}(77)$ — постоянная, равная 1800 с^{-1} и соответствующая значению $e_{LT}(T)$ при 77 K , $E_F(77)$ и $E_F(T)$ — энергии уровня Ферми в объеме полупроводника соответственно для 77 K и температуры T , отсчитываемые от края зоны проводимости ($E_F(T) - E_F(77) > 0$).

Сопоставление результатов моделирования с экспериментальными данными приведено на рис. 3, параметры моделирования $E_A = 0.27\text{ эВ}$, $e_0 = 10^{10}\text{ с}^{-1}$, концентрация доноров в буферном слое $N_d = 3 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$.

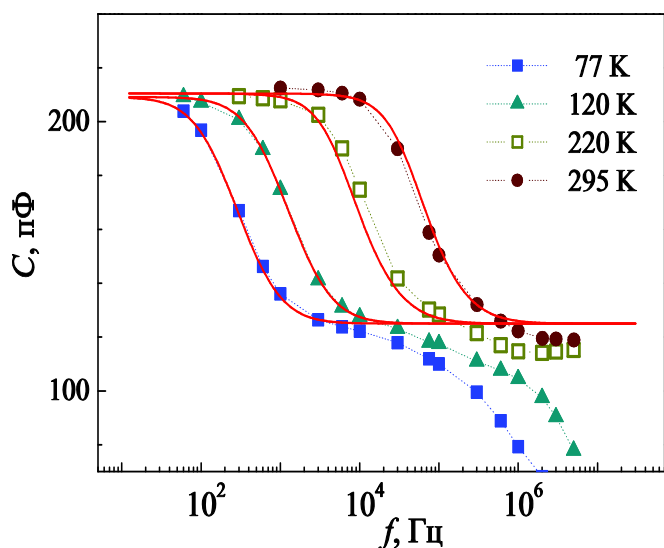


Рис. 3: Сравнение результатов моделирования зависимостей $C(\omega)$ для разных температур с экспериментальными зависимостями $C(\omega)$ для структур InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами. Экспериментальные данные (символы) приведены для напряжения смещения 0 В и температур, указанных на рисунке; расчетные кривые изображены сплошными линиями. По оси абсцисс отложена частота тестового сигнала $f = \omega/2\pi$

Анализируя выражение (2), легко получить, что, с учетом температурных зависимостей положения уровня Ферми и плотности состояний в зоне проводимости, скорость низкотемпературного процесса $e_{LT}(T)$ имеет степенную зависимость от температуры. Механизмом, ответственным за такой процесс, по нашему мнению, может быть туннельный обмен носителями с соседней КЯ, либо туннелирование из нижней ямы вдоль протяженных дефектов, тем более, что туннелирование обычно проявляется и на вольт-амперных характеристиках таких структур [6].

Кроме того, моделирование зависимостей $C(\omega)$ при разных температурах дало дополнительные подтверждения того, что ступенька связана с эмиссией носи-

телей из КЯ. При моделировании зависимостей $C(\omega)$ оказалось, что наклоны ступенек на экспериментальных и расчетных зависимостях $C(\omega)$ не совпадают: экспериментальные ступеньки более пологие, чем расчетные. Учет возможного уширения энергетического уровня по Гауссу позволяет устранить это несоответствие и получить хорошее согласие формы ступенек на расчетных и экспериментальных зависимостях. При этом оказывается, что параметр Гауссовского распределения E_σ практически линейно зависит от температуры в диапазоне $77\text{--}300\text{ K}$ и имеет величину порядка kT (рис. 4), что вполне может быть связано с температурным размытием электронного газа в КЯ вблизи уровня Ферми и свидетельствует в пользу того, что данная ступенька связана с эмиссией носителей из КЯ. Интересно отметить также, что температурная зависимость уровня Ферми входит и в эмпирическое выражение (2).

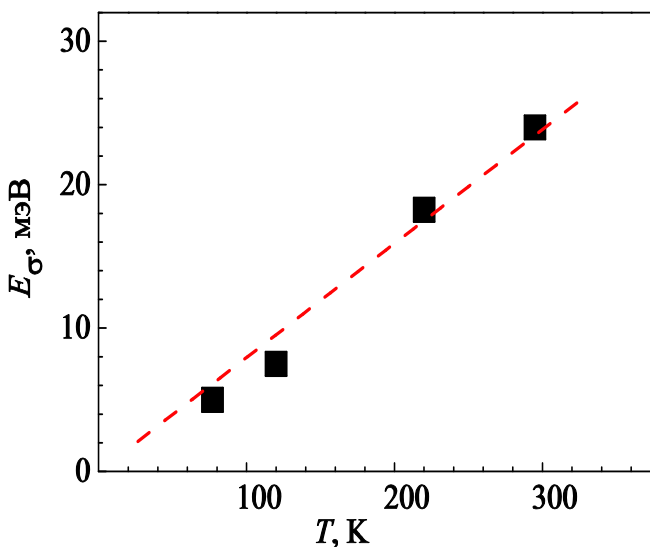


Рис. 4: Температурная зависимость уширения энергетического уровня $E(\sigma)$ (параметр распределения Гаусса), используемого при моделировании зависимостей $C(\omega)$. Пунктирная линия соответствует линейной зависимости $E(\sigma) = 0.92 \cdot kT$

В. Анализ зависимостей $C(\omega)$ при разных напряжениях смещения

Анализ зависимостей $C(\omega)$ при различных напряжениях смещения позволяет получать информацию о распределении по глубине локализованных состояний, дающих вклад в емкость, поскольку граница ОПЗ движется вглубь структуры с увеличением обратного смещения. Рассмотренный в работе диапазон напряжений смещения соответствует прохождению границы ОПЗ от области КЯ (при прямых смещениях от $+2.4\text{ В}$ до 0 В) до интерфейса между буфером и сильнолегированным слоем (при обратном смещении около -4 В), что хорошо видно на профилях, представленных на рис. 1. Поскольку емкость барьерной структуры уменьшается

с увеличением обратного смещения U_R как $1/U_R^{1/2}$, для того, чтобы сравнить вклад носителей, дающих ступеньку на кривых $C(\omega)$, при различных напряжениях смещения, удобно использовать нормированные частотные зависимости $C(\omega)/C_{LF}$, где C_{LF} — предельная низкочастотная емкость в области насыщения зависимости $C(\omega)$ для данного напряжения смещения.

Было обнаружено (рис. 5), что высота первой ступеньки на нормированных зависимостях $C(\omega)/C_{LF}$ практически не зависит от напряжения смещения в рассмотренном диапазоне смещений и составляет приблизительно 0.4 для всех рассмотренных температур и напряжений смещения. Это означает, что эмиссия заряда из КЯ продолжает давать вклад в емкость не только в условиях, когда граница ОПЗ находится вблизи области КЯ, но и когда она находится далеко от области КЯ вблизи нижней границы буферного слоя. Такая ситуация является нетипичной для рассмотрения вольт-фарадных зависимостей в структурах с КЯ, однако, имеет обоснованное объяснение для светоизлучающих структур на основе InGaN.

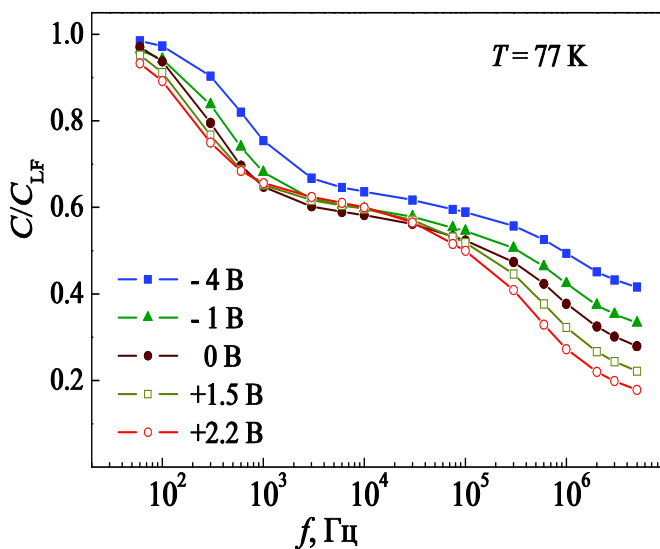


Рис. 5: Нормированные частотные зависимости емкости $C(\omega)/C_{LF}$ для разных напряжений смещения на структуре при 77 К. $f = \omega/2\pi$

В типичных светоизлучающих структурах на основе InGaN толщина буферного слоя, как правило, невелика; в структурах, рассмотренных в данной работе, она составляет около 50 нм. С другой стороны, нижний энергетический уровень в КЯ может располагаться достаточно глубоко: на 0.3–0.4 эВ ниже верхнего края КЯ. Зная концентрацию доноров N_d в буферном слое, можно оценить ширину так называемого λ -слоя [7], который показывает, на каком расстоянии от границы ОПЗ глубокие уровни в ОПЗ с энергией E_A находятся ниже уровня Ферми и должны оставаться заполненными.

Оценки показывают, что при $E_A = 0.3$ эВ и $N_d = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в диапазоне температур 77–300 К шири-

на λ -слоя составляет приблизительно 80–100 нм; а для $N_d = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ подобная оценка дает 55–65 нм, что больше или сравнимо с толщиной буферного слоя. Таким образом, даже при относительно больших обратных смещениях, когда граница ОПЗ находится вблизи интерфейса между буфером и сильнолегированным слоем, нижний энергетический уровень в КЯ может располагаться ниже уровня Ферми и оставаться заполненным электронами.

Тот факт, что относительный вклад в емкость носителей заряда, оставшихся в КЯ, практически не зависит от напряжения смещения в диапазоне от 0 до -4 В (высота ступеньки на зависимостях $C(\omega)/C_{LF}$ не меняется, пока граница ОПЗ проходит от области КЯ до сильнолегированного слоя) объясняется, по нашему мнению, электростатическим барьером, формирующимся вблизи заполненной КЯ и самосогласованно меняющимся при изменении заряда в КЯ. С увеличением обратного смещения этот барьер уменьшается, частично стабилизируя количество заряда, захваченного в КЯ, и вклад этого заряда в емкость структуры меняется слабо.

На основе полученных результатов можно заключить, что в светоизлучающих структурах на основе InGaN с МКЯ одна или несколько КЯ ям могут оставаться заполненными электронами, и заряд, локализованный в области КЯ, дает вклад в емкость структуры практически для всех напряжений смещения, приложенных к структуре, вплоть до напряжения пробоя. Наличие заряда в области КЯ при относительно больших обратных смещениях (а по существу, при всех напряжениях, используемых при измерении ВФХ) позволяет объяснить влияние температуры и частоты на эффективные профили распределения заряда, полученные из ВФХ на InGaN/GaN-структурах. Действительно, заряд, локализованный в КЯ, продолжает откликаться на тестовый сигнал и дает вклад в измеряемую емкость практически при всех напряжениях смещения, приложенных к структуре. Поскольку скорость релаксации заряда в КЯ зависит от частоты и температуры (как мы видели из зависимостей $C(\omega)$), этот вклад в емкость также изменяется с частотой и температурой и приводит к кажущемуся сдвигу эффективных профилей распределения заряда, полученных из ВФХ.

Высота второй ступеньки на нормированных зависимостях $C(\omega)/C_{LF}$ (в отличие от первой) уменьшается с увеличением обратного смещения при удалении границы ОПЗ от области КЯ. В принципе, такое поведение может быть связано с дефектами, локализованными на определенной глубине, или с другой КЯ, расположенной ближе к р-п переходу. Однако поскольку эта ступенька проявляется только при низких температурах, для определенных выводов о том, с какими локализованными состояниями она связана, данных недостаточно и необходимы дальнейшие исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показало, что анализ частотных зависимостей емкости и проводимости в светоизлучающих структурах с МКЯ на основе InGaN/GaN в широком диапазоне температур и напряжений смещения позволяет получать важную информацию о процессах релаксации заряда в КЯ и их влиянии на результаты емкостных измерений. Установлено, что релаксация заряда в КЯ хорошо описывается двумя эмиссионными процессами, один из которых термоактивационный, связанный с термическим выбросом носителей из КЯ, а второй имеет степенную зависимость скорости эмиссии от температуры и предположительно определяется туннелированием вдоль протяженных дефектов из КЯ в объем либо туннельным обменом носителями между квантовыми ямами.

Предложено объяснение влияния температуры и частоты на результаты измерений ВФХ, состоящее в том, что в типичных светоизлучающих структурах InGaN/GaN с МКЯ одна и несколько КЯ могут оставаться заполненными электронами даже при относительно больших обратных смещениях, приложенных к структуре. При этом заряд, локализованный в КЯ, продолжает откликаться на тестовый сигнал измерения емкости со скоростью, которая описывается двумя вышеупомянутыми эмиссионными процессами, и, соответственно, дает вклад в емкость структуры. Этот вклад в емкость зависит от частоты и температуры и приводит к искажению эффективных профилей распределения заряда, полученных из ВФХ, в частности, к кажущемуся сдвигу эффективных профилей концентрации по глубине.

-
- [1] Солтанович О. А., Шмидт Н. М., Якимов Е. Б. ФТП **45**, № 2. С. 226. (2011).
 [2] Кудряшов В. Е., Мамакин С. С., Туркин А. Н., Юнович А. Э., Ковалев А. Н., Маняхин Ф. И. ФТП **35**, № 7. С. 861. (2001).
 [3] Soltanovich O. A., Shmidt N. M., Yakimov E. B. Abstr. of 31th Workshop on Compound Semicond. Dev. and Integr. Circuits held in Europe. (Venice, 20-23, May, 2007), Univ. of Padova, P. 25.
 [4] Kim T.-S., Ahn B.-J., Dong Y., Park K.-N., Lee J.-G., Moon Y., Yuh H.-K., Choi S.-C., Lee J.-H., Hong S.-K., Song J.-H. Appl. Phys. Lett. **100**, 071910. (2012).
 [5] Losee D. L. Appl. Phys. Lett. **21**, N. 2. P. 54. (1972).
 [6] Chernyakov A. E., Sobolev M. M., Ratnikov V. V., Shmidt N. M., Yakimov E. B. Superlatt. Microstruct. **45**, N. 4-5. P. 301. (2009).
 [7] Blood P., Orton J. W. The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States. (Academic Press. London-San Diego-N.Y., Ch. 6. 1992).

Study of charge relaxation processes in quantum wells of InGaN/GaN MQW LEDs using frequency dependences of capacitance and conductance

O. A. Soltanovich^a, E. B. Yakimov^b

*Institute of Microelectronics Technology RAS.
 st. Akad. Osipyana 6, Chernogolovka 142432, Russia
 E-mail: ^asolt@iptm.ru, ^byakimov@iptm.ru*

Capacitance-frequency and conductance-frequency dependences for InGaN/GaN multiple-quantum-well light-emitting structures are investigated at wide ranges of temperature and bias voltage. The charge relaxation in a quantum well is found to be satisfactorily described by two emission processes with different dependences of emission rate on temperature. It is shown that in typical InGaN/GaN light-emitting structures, one or a few quantum wells can be filled with electrons even for the relatively high reverse biases applied to the structure and contribute to the measured capacitance. This allows to explain the observed temperature and frequency dependences of apparent carrier concentration profiles obtained under capacitance-voltage profiling in these structures.

PACS:73.21.Fg, 73.61.Ey, 81.07.St, 84.37.+q

Keywords: quantum wells, InGaN, capacitance measurements.

Received 20.09.2013.

Сведения об авторах

1. Солтанович Олег Александрович — научный сотрудник; тел. (496) 524-40-92, e-mail: solt@iptm.ru.
2. Якимов Евгений Борисович — докт. физ.-мат. наук, профессор, заведующий лабораторией; тел. (496) 524-41-82, e-mail: yakimov@iptm.ru.