02

Определение тока насыщения электролюминесценции светодиодов с набором квантовых ям

© М.А. Минтаиров, В.В. Евстропов, Н.А. Калюжный, Д.А. Малевский, С.А. Минтаиров, М.З. Шварц

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: mamint@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 03.05.2024 г.
В окончательной редакции 27.07.2024 г.
Принята к публикации 30.10.2024 г.

Исследованы экспериментальные спектры электролюминесценции для светодиода (площадь $1\,\mathrm{mm}^2$) на основе $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ *p-i-n*-перехода с шестью квантовыми ямами $In_{0.1}Ga_{0.9}As$ шириной 3 nm и получена экспериментальная зависимость интенсивности основного пика электролюминесценции от плотности тока. При малых плотностях эта зависимость линейна (пропорциональна) и сублинейна при больших. Для исследуемого образца расчет показал, что плотность тока, при которой начинается насыщение $J_{sat} \sim 30\,\mathrm{A/cm}^2$. Предложен экспериментальный метод, позволяющий определить J_{sat}. Экспериментальное значение для светодиода с шестью квантовыми ямами составило $210\,\mathrm{A/cm}^2$, что в пересчете на одну яму дает $35\,\mathrm{A/cm}^2$.

Ключевые слова: светодиоды, насыщение интенсивности электролюминесценции.

DOI: 10.61011/OS.2024.12.59794.6601-24

Полупроводники III–V широко используются в качестве материалов для изготовления светодиодов различного практического применения [1]. При этом для формирования активной области светодиодов часто используются квантовые ямы (КЯ), что улучшает их внутреннюю квантовую эффективность [2]. Известно, что в таких структурах может возникать проблема полного заполнения квантовой ямы, в результате чего зависимость интенсивности люминесценции от тока, пропускаемого через светодиод, стремится к насыщению [3–9]. В работах [3–5] область насыщения отчетливо регистрировалась, а в работах [6–9] обнаружено отклонение характеристики от линейного вида и начало тенденции к насыщению.

Явление насыщения ограничивает применение светодиодов там, где требуется линейность связи между интенсивностью электролюминесценции и током через светодиод. Поэтому определение закономерностей явления насыщения имеет практическую значимость. В работе анализируется линейный участок (отсутствует насыщение), сублинейность (тенденция к насыщению) и граница между участками, т.е. плотность тока J_{sat}, при которой начинается насыщение. Для экспериментального определения J_{sat} предложен метод, в основу которого положена эмпирическая формула, описывающая характеристику „интенсивность люминесценции — плотность тока".

Рассмотрим характеристику $L-J$ („интенсивность электролюминесценции–сила тока"), она содержит два участка: линейный и сублинейный. Участки соответствуют слабой и сильной инжекции. Энергетические диаграммы представлены на рис. 1. Ток через *p-n*-переход, пока нет насыщения, обусловлен бимолекулярной рекомбинацией в КЯ (как, к примеру, показано в работах [10–12]):

$$J = q(B^{2D} + B_{nr}^{2D})n^{2D}p^{2D}, \qquad (1)$$

где B^{2D} и B_{nr}^{2D} — соответственно излучательный и безызлучательный коэффициенты бимолекулярной рекомбинации, n^{2D} и p^{2D} — концентрации двумерных ($2D$) электронов и дырок выражаются через квазиуровни Ферми. Интенсивность бимолекулярной люминесценции определяется выражением

$$L = B^{2D}n^{2D}p^{2D}. \qquad (2)$$

Из сравнения (1) и (2) следует, что интенсивность люминесценции (плотность потока фотонов $\left(\frac{\text{photon}}{\text{s}\cdot\text{cm}^2}\right)$ пропорциональна силе тока, пока нет насыщения (в том числе при слабой инжекции).

Рассмотрим случай сильной инжекции [1]. При сильной инжекции (в противоположность слабой) электронный квазиуровень Ферми расположен выше уровня квантования в электронной яме: $F_n^{2D} > E_n$, а для дырок, наоборот, $F_p^{2D} < E_p$ (рис. 1, *b*). При сильной инжекции концентрации электронов и дырок выражаются через квазиуровни Ферми

$$n^{2D} = N_C^{2D}\frac{F_n^{2D} - E_n}{kT}, \quad p^{2D} = N_V^{2D}\frac{E_p - F_p^{2D}}{kT},$$

где N_C^{2D}, N_V^{2D} — плотность электронных и дырочных состояний в квантовой яме, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. В предельном случае (концентрация электронов стремится к плотности электронных состояний) $F_n^{2D} \to E_C$. Следовательно,

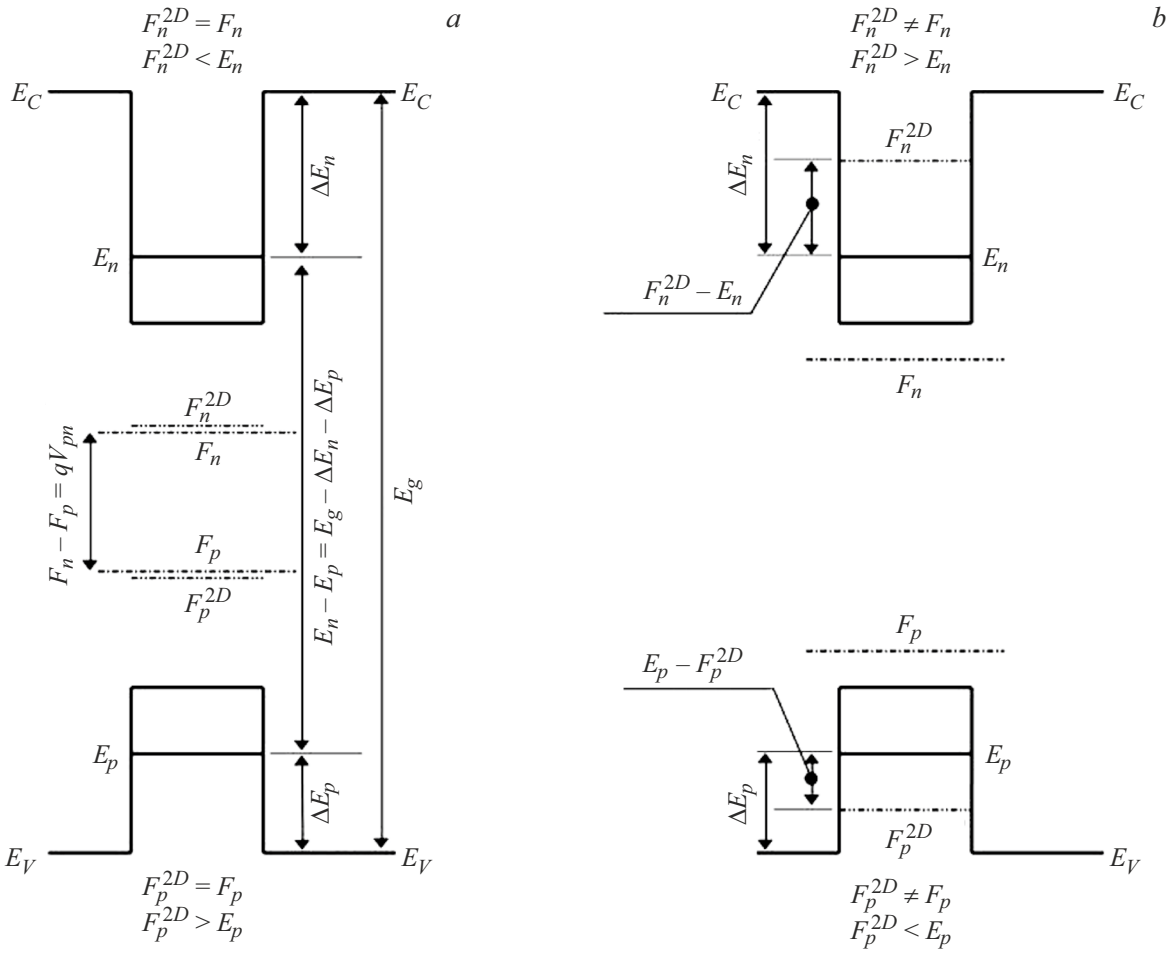

Рис. 1. Общий вид энергетической диаграммы квантовой ямы при двух уровнях инжекции: *a* — слабая, *b* — сильная. Отметим, что в расчете величины J_{sat} для исследуемого образца использованы следующие значения величин: $E_g = 1.6734$ eV; $E_n - E_p = 1.541$ eV.

$F_n^{2D} - E_n \to \Delta E_n$, $n^{2D} \to n_{sat}^{2D}$, где

$$n_{sat}^{2D} = N_C^{2D} \frac{\Delta E_n}{kT}, \tag{3a}$$

аналогично

$$p_{sat}^{2D} = N_V^{2D} \frac{\Delta E_p}{kT}, \tag{3b}$$

где

$$N_C^{2D} = m_C \frac{m_0 kT}{\pi\hbar^2}, \quad N_V^{2D} = m_V \frac{m_0 kT}{\pi\hbar^2}, \tag{4}$$

где m_0 — масса электрона в вакууме, $\hbar$ — постоянная Планка, m_C, m_V — безразмерные массы электрона и дырки соответственно. В случае сильной инжекции следует учитывать условие нейтральности $n^{2D} = p^{2D}$. Насыщение интенсивности люминесценции наступает, когда полностью заполняется либо только электронная яма, либо только дырочная. Тогда в уравнении для тока (1) произведение концентраций $n^{2D}p^{2D}$ равно наименьшему из двух значений: $(n_{sat}^{2D})^2$, $(p_{sat}^{2D})^2$, где n_{sat}^{2D} и p_{sat}^{2D} — концентрации, при которых наступает полное заполнение электронной или дырочной ям соответственно. Плотность тока, при которой наступает насыщение люминесценции,

$$J_{sat} = q(B^{2D} + B_{nr}^{2D}) \times \begin{cases} (n_{sat}^{2D})^2, & \text{если } n_{sat}^{2D} < p_{sat}^{2D} \\ (p_{sat}^{2D})^2, & \text{если } n_{sat}^{2D} > p_{sat}^{2D} \end{cases} \tag{5}$$

или с учетом выражений (3), (4)

$$J_{sat} = q(B^{2D} + B_{nr}^{2D}) \left(\frac{m_0}{\pi\hbar^2}\right)^2 \times \begin{cases} (m_C \Delta E_n)^2, & \text{если } n_{sat}^{2D} < p_{sat}^{2D} \\ (m_V E_p)^2, & \text{если } n_{sat}^{2D} > p_{sat}^{2D}. \end{cases} \tag{6}$$

Рассмотрим применение полученных выражений к экспериментальным структурам. Светоизлучающие *p*-*i*-*n*-структуры создавались методом МОГФЭ (металл-органической газофазной эпитаксии). Матрица $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ ($E_g = 1.6734$ eV) состоит из трех областей: *p*-типа, электрически нейтральной и *n*-типа. Эта *p*-*i*-*n*-структура ограничена с обеих сторон широкозонными барьерами. В нелегированной области расположены КЯ $In_{0.1}Ga_{0.9}As$ шириной 3 nm. Площадь изготовленного светоизлучающего диода на основе *p*-*i*-*n*-структуры составляла 1 mm^2.

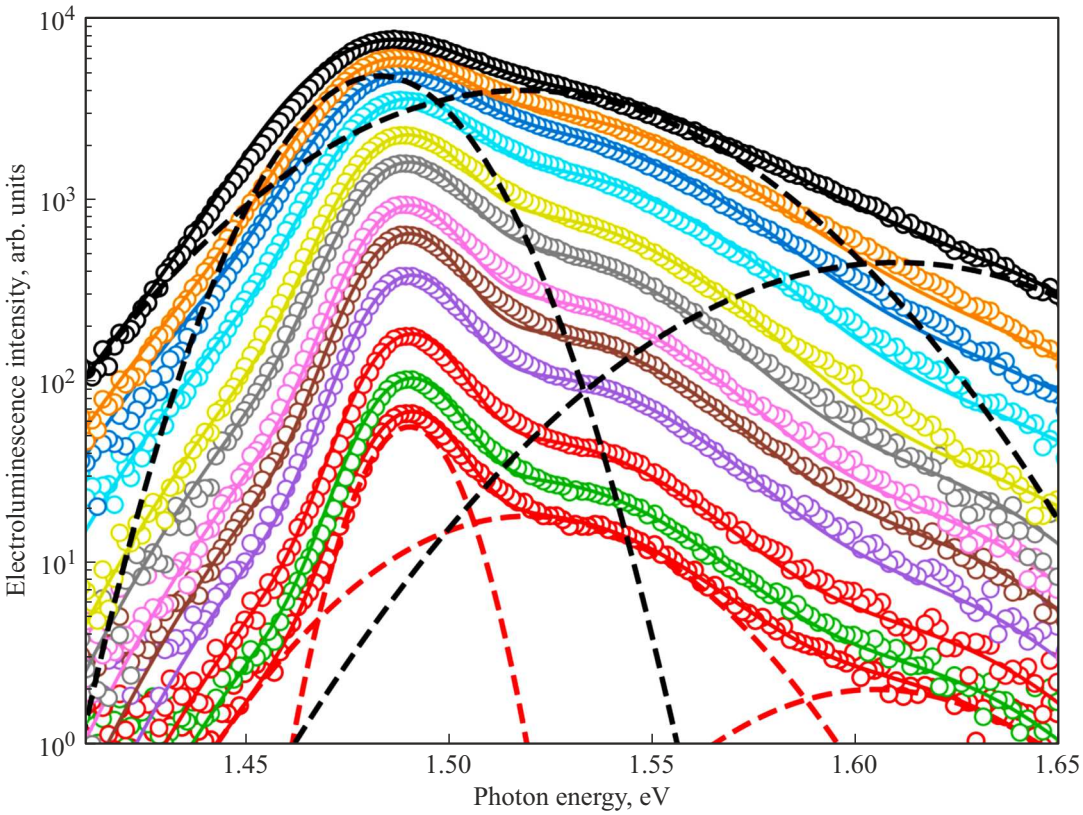

Рис. 2. Спектры электролюминесценции КЯ при разных токах. Кружки — экспериментальные данные, сплошные линии того же цвета — аппроксимация при помощи суммы трех полос гауссовой формы. Штриховыми линиями показан результат разложения спектра на три полосы: красный цвет — при минимальном измеренном токе, черным — при максимальном. Значения токов те же, что на рис. 3.

Для изготовленной структуры было проведено измерение спектров электролюминесценции в диапазоне плотностей токов от 0.2 до 500 A/cm^2. Управляющий сигнал заданной амплитуды с выхода цифро-аналогового преобразователя системы сбора данных подавался на силовой операционный усилитель, на выходе которого формировался прикладываемый к испытуемому образцу импульс постоянного тока и напряжения. Для предотвращения нагрева исследуемого образца использовался режим серии последовательных импульсов тока длительностью 150 μs и периодом 20 ms. Для проверки стабильности температуры в течение единичного импульса оценивалось постоянство прикладываемого напряжения при протекании фиксированного тока. Для соответствия динамическому диапазону чувствительности спектрометра количество импульсов уменьшалось при усилении тока через образец, уровень электролюминесценции при этом приведен к единичному импульсу.

Полученные спектры электролюминесценции (рис. 2) были разложены на полосы гауссовой формы и включали в себя по крайней мере две полосы с пиками на 1.48 и 1.54 eV. Эти полосы соответствуют излучательным переходам на уровни тяжелых и легких дырок соответственно. Была детально исследована основная полоса (переход электрон–тяжелая дырка). Зависимость интегральной интенсивности этой полосы от плотности тока (рис. 3) имеет два участка: линейный и насыщающийся. Зависимость аппроксимирована эмпирической экспоненциальной функцией:

$$L = pJ_{sat}\left(1 - \exp\left(\frac{-J}{fJ_{sat}}\right)\right), \qquad (7)$$

где f — число КЯ в нелегированной области (для исследуемого образца $f = 6$), p — коэффициент пропорциональности между интенсивностью электролюминесценции и плотностью тока. Коэффициент p определялся напрямую из экспериментальной L–J-зависимости, на которой выделялся участок, где $L \propto J$. Для полученной экспериментальной зависимости (рис. 3) этот участок находился между 5 и 30 A/cm^2, а величина $p = 1.762$ cm^2/A. Таким образом, выражение (7) содержит один параметр подбора — искомую плотность тока J_{sat}. Результат аппроксимации выражением (7) приведен на рис. 3, $J_{sat} = 35$ A/cm^2.

Величина J_{sat} была также оценена расчетно. Расчет производился поэтапно по формулам (3), (4) и первому варианту формулы (5), где тепловая энергия $kT \sim 0.025$ eV, глубина уровней оценивалась по формуле $\Delta E_n \sim \Delta E_p = (E_g - h\nu)/2$, где $E_g = 1.6734$ eV,

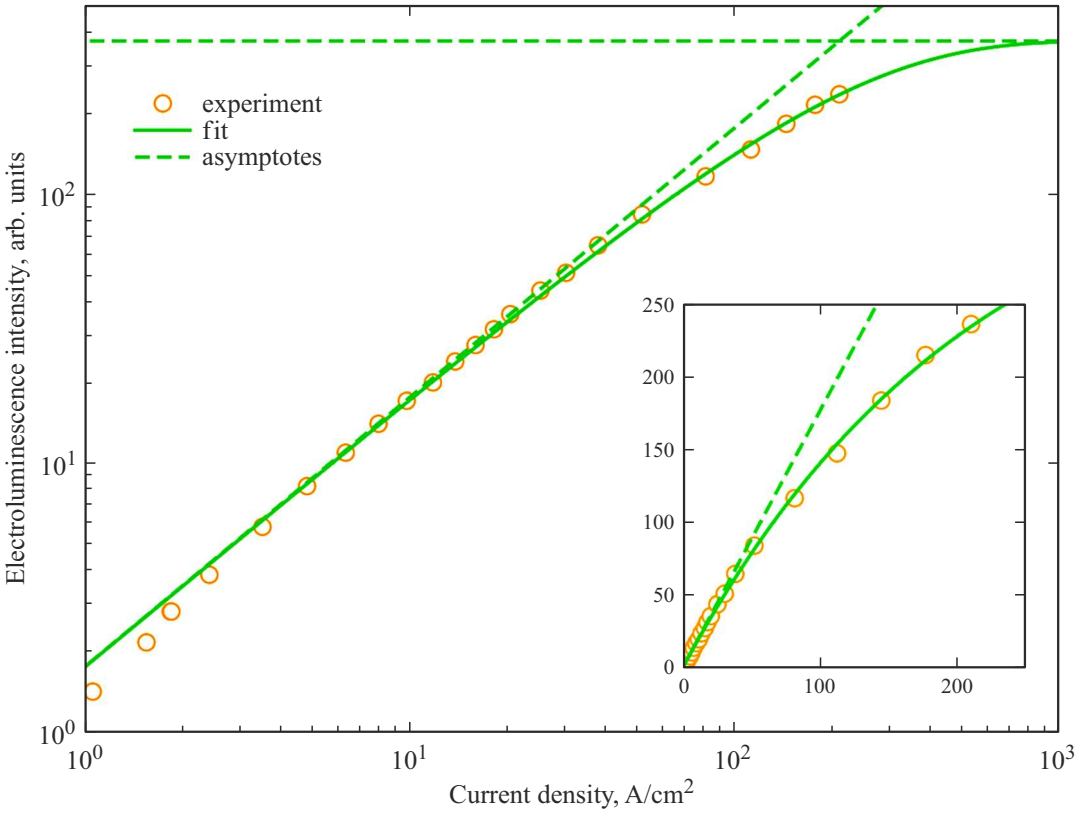

Рис. 3. Зависимость интегральной интенсивности основной полосы (1.48 eV) от плотности тока: кружки — эксперимент, сплошная линия — результат аппроксимации по формуле (7), штриховые линии — асимптоты для линейного и насыщающегося участков. Размерности осей на вставке те же, что и на основном рисунке.

$h\nu = E_n - E_p = 1.541\,\text{eV}$ ($h\nu$ — энергия фотонов, определенная по положению соответствующего максимума на рис. 2). Плотность состояний определялась по формуле (4), где $m_C = 0.027$, $m_V = 0.42$, $N_C^{2D} = 2.84 \cdot 10^{11}\,\text{cm}^{-2}$; $N_C^{2D} < N_V^{2D} = 4.40 \cdot 10^{12}\,\text{cm}^{-2}$. Рассчитанная по (3a) концентрация электронов составляла $n_{sat}^{2D} = 7.49 \cdot 10^{11}\,\text{cm}^{-2}$. Бимолекулярный коэффициент, согласно [1], $B^{2D} = B/d$, где $B = 10^{-10}\,\text{cm}^3/\text{s}$ — 3D-коэффициент, $d = 3\,\text{nm}$ — ширина КЯ, безызлучательный коэффициент B_{nr}^{2D} не учитывался. Используя приведенные выше значения, расчет дает $J_{sat} \sim 30\,\text{A/cm}^2$. Отметим, что J_{sat} пропорциональна квадрату концентрации носителей, которая в свою очередь экспоненциально зависит от ширины запрещенной зоны. Учитывая это, экспериментальная и расчетная величины находятся в хорошем согласии, из чего следует применимость эмпирического выражения (7). При этом аппроксимация экспериментальных данных также подразумевает проведение процедуры поиска участка пропорциональности на регистрируемой зависимости $L{-}J$ и определения коэффициента пропорциональности p.

Таким образом, экспериментально и расчетно изучено явление насыщения интенсивности люминесценции при больших уровнях инжекции (при концентрациях 2D-носителей $d \sim 10^{12}\,\text{cm}^{-2}$). Предложен метод экспериментального определения плотности тока J_{sat}, при которой наблюдается насыщение интенсивности электролюминесценции для одной квантовой ямы. Полученное согласие расчетных данных с экспериментальными свидетельствует о применимости предложенного способа определения значения плотности тока, при котором начинается насыщение интенсивности электролюминесценции светодиодов с квантовыми ямами.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] E.F. Schubert. *Light-emitting diodes* (Cambridge University Press, 2006).

[2] А.В. Малевская, Н.А. Калюжный, Д.А. Малевский, С.А. Минтаиров, А.М. Надточий, М.В. Нахимович, Ф.Ю. Солдатенков, М.З. Шварц, В.М. Андреев. ФТП, **55** (8), 699 (2021). DOI: 10.21883/{FTP}.2021.08.51143.9665

[3] M. Hirotani, T.E. Sale, J. Woodhead, J.S. Roberts, P.N. Robson, T. Saka, T. Kato. J. of Crystal Growth, **170**, 390–393 (1997). DOI: 10.1016/S0022-0248(96)00534-9

[4] N.E.J. Hunt, E.F. Schubert, D.L. Sivco, A.Y. Cho, G.J. Zydzik. Electron. Lett., **28** (23), 2169 (1992). DOI: 10.1049/el:19921392
[5] Y. Yu, X. Qin, B. Huang, J. Wei, H. Zhou, J. Pan, W. Chen, Y. Qi, X. Zhang, Z. Ren. Vacuum, **69** (4), 489–493 (2003). DOI: 10.1016/S0042-{207X}(02)00560-2
[6] H. De Neve, J. Blondelle, P. Van Daele, R. Baets, P. Demeester, G. Borghs. Electron. Lett., **30** (21),1787–1789 (1994). DOI: 10.1049/el:19941216
[7] T. Takamori, A.R. Pratt, T. Kamijoh. Appl. Phys. Lett., **74** (24), 3598–3600 (1999). DOI: 10.1063/1.123193
[8] H.-J. Lee, G.-H. Park, J.-S. So, C.-H. Lee, J.-H. Kim, L.-K. Kwac. Infrared Phys. Technol., **118**, 103879 (2021). DOI: 10.1016/j.infrared.2021.103879
[9] D.-K. Kim, H.-J. Lee. J. Nanosci. Nanotechnol., **18** (3), 2014–2017 (2018). DOI: 10.1166/jnn.2018.14952
[10] М.А. Минтаиров, В.В. Евстропов, С.А. Минтаиров, А.М. Надточий, Р.А. Салий, М.З. Шварц, Н.А. Калюжный. Письма в ЖТФ, **46** (12), 30 (2020). DOI: 10.21883/{PJTF}.2020.12.49524.18284
[11] M.A. Mintairov, V.V. Evstropov, S.A. Mintairov, R.A. Salii, M. Z. Shvarts, N.A. Kalyuzhnyy. Semiconductors, **52** (10), 1244–1248 (2018). DOI: 10.1134/S1063782618100135
[12] M.A. Mintairov, V.V. Evstropov, M.Z. Shvarts, S.A. Mintairov, R.A. Salii, N.A. Kalyuzhnyy. AIP Conf. Proc., **1747**, 050003 (2016). DOI: 10.1063/1.4954366