

МАГНИТОПОГЛОЩЕНИЕ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ ПЁШЛЬ–ТЕЛЛЕРА

Г.С. ГЕВОРКЯН*, Г.Ц. ХАРАТЯН, О.Х. ТЕВОСЯН

Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

*e-mail: gevorgyan.georgi@yahoo.com

(Поступила в редакцию 12 апреля 2021 г.)

Исследованы электронно-дырочные состояния в цилиндрической квантовой точке с ограничивающим параболическим потенциалом, а также модифицированным потенциалом Пешля–Теллера при режиме сильного размерного квантования. Выявлены выражения как для энергии, так и для волновых функций частиц в радиальном и аксиальном направлениях. Получены выражения для радиальной энергии при различных режимах магнитного квантования. Рассмотрены спектры оптического межзонного поглощения, а также спектры фотолюминесценции в зависимости от энергии падающего света.

1. Введение

Благодаря улучшенным оптоэлектронным свойствам, наноструктурам и, в частности, квантовым точкам (КТ) в последнее время были посвящены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования [1–8]. Основным свойством квантовых точек является возможность ограничения движения носителей заряда во всех трех направлениях, что делает управление физическими характеристиками таких структур намного эффективнее. Уменьшение размера квантовых точек, приводящее к частичному или полному квантованию уровней энергии, и сильная зависимость энергетического спектра от геометрической формы и размеров КТ, позволяет этим системам производить значительное улучшение квантовых эффектов в их физических характеристиках. Это делает их особенно интересными для оптических приложений, например в лазерных диодах, светодиодах и твердотельном освещении, дисплеях и фотоэлектрических устройствах [9–13].

В настоящее время изучаются КТ различных геометрий: кубические, сферические, цилиндрические, конические, пирамидальные и другие [14–23]. В данной работе будет рассматриваться цилиндрическая квантовая точка с модифицированным потенциалом Пёшль–Теллера [25].

Внешние воздействия, такие как напряженность электрического поля, температура, гидростатическое давление и т. д., могут в значительной степени

контролировать многие свойства и основные характеристики этих систем. Нас, в частности, интересует влияние внешнего магнитного поля, поскольку оно является добавочным фактором локализации носителей заряда [26,27]. В частности, интересно рассматривать влияние магнитного поля на спектр поглощения КТ.

Кроме магнитопоглощения, интересно также изучать фотолюминесценционные свойства КТ, так как они поглощают в широком диапазоне и излучают фотолюминесценцию в узком диапазоне, который можно настраивать в зависимости от материала, из которого изготовлена квантовая точка, и размера КТ [28,29]. Используя размерно-квантовые эффекты в КТ, можно легко манипулировать спектром ФЛ, когда квантовые точки меньших размеров излучают с более высокой энергией (более низкая длина волны, Blue Shift), а более крупноразмерные квантовые точки излучают с более низкой энергией (более высокая длина волны, Red shift). Это позволяет получить информацию о свойствах исследуемого образца, что в свою очередь даёт возможность применять КТ с высокими ФЛ свойствами в разных областях науки.

В данной статье исследованы межзонное магнитопоглощение падающего света и спектр ФЛ в цилиндрической КТ с модифицированным потенциалом Пёшль-Теллера.

2. Теория

Рассмотрим движение частицы (электрона и дырки) в цилиндрической КТ при наличии внешнего магнитного поля, которая ограничена по оси z модифицированным потенциалом Пёшль-Теллера (МППТ) и параболическим потенциалом в радиальном направлении. Отметим, что магнитное поле направлено по аксиальной оси, а это означает, что добавочная квантование, обусловленное магнитным полем, действует в радиальном направлении. В режиме сильного размерного квантования энергия кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой намного меньше энергии, обусловленной стенками КТ. В этом приближении кулоновским взаимодействием между частицами можно пренебречь. Тогда задача сводится к нахождению энергетических состояний электронов и дырок по отдельности. В этом случае потенциальную энергию частиц в КТ в цилиндрических координатах можно записать как

$$\tilde{U}(\rho, Z) = \tilde{U}_0 - \frac{\tilde{U}_0}{\text{ch}^2(Z/\tilde{\beta})} + \frac{m_p^* \omega^2 \rho^2}{2}, \quad (1)$$

где $\tilde{U}_0$ и $\tilde{\beta}$ – соответственно глубина и полуширина МППТ, m_p^* – эффективная масса частицы. Связь между высотой цилиндрической КТ и полушириной потенциальной ямы задается как $h_0 = \delta_h \tilde{\beta}$, а частота ω связана с радиусом цилиндра R_0 уравнением $\omega = \delta_\omega(h) / (m_p^* R_0^2)$, где параметры δ_h и δ_ω определяются экспериментально.

Гамильтониан системы, с учетом внешнего магнитного поля, примет вид:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m_p^*} \left(\hat{\mathbf{P}} - \frac{e}{c} \hat{\mathbf{A}} \right)^2 + U(\rho, Z), \quad (2)$$

где $\hat{\mathbf{P}}$ – оператор импульса частицы, $\hat{\mathbf{A}}$ – векторный потенциал магнитного поля, c – скорость света в вакууме, а e – заряд частицы. Калибровку векторного потенциала возьмём в виде: $A_\rho = 0$, $A_\varphi = B\rho/2$, $A_z = 0$. Гамильтониан системы будет равен:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & -\frac{\hbar^2}{2m_p^*} \left[\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{\partial}{\rho \partial \rho} + \frac{\partial^2}{\rho^2 \partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right] - i \frac{\hbar \omega_c}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{m_p^* \omega_c^2}{8} \rho^2 \\ & + \tilde{U}_0 - \frac{\tilde{U}_0}{\text{ch}^2(Z/\tilde{\beta})} + \frac{m_p^* \omega^2 \rho^2}{2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\omega_c = eB/(cm_p^*)$.

Гамильтониан системы в цилиндрических координатах и безразмерных переменных можно представить в виде суммы гамильтонианов подсистем.

$$\begin{cases} \hat{H}_1 = -\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - i\gamma_m \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{4} \gamma_m^2 r^2 + \frac{1}{4} \gamma_0^2 r^2, \\ \hat{H}_2 = -\frac{\partial^2}{\partial z^2} + U_0 - \frac{U_0}{\text{ch}^2(z/\beta)}. \end{cases} \quad (4)$$

Безразмерные величины выбраны следующим образом: $r = \frac{\rho}{a_B}$, $z = \frac{Z}{a_B}$,

$U_0 = \frac{\tilde{U}_0}{E_R}$, $\beta = \frac{\tilde{\beta}}{a_B}$, $\gamma_m = \frac{\hbar \omega_c}{2E_R}$ и $\gamma_0 = \frac{m_p^* \omega^2 a_B^2}{\hbar}$, где $E_R = \frac{\hbar^2}{2m_p^* a_B^2}$ – эффективная

энергия Ридберга, $a_B = \frac{\kappa \hbar^2}{m_p^* e^2}$ – эффективный радиус Бора, κ – диэлектрическая константа, и e – заряд частицы.

Полную волновую функцию системы будем искать в следующем виде:

$$\Phi(r, \varphi, z) = C e^{im\varphi} R(r) \chi(z), \quad (5)$$

где m – магнитное квантовое число и C – коэффициент нормировки.

Тогда задача сводится к нахождению электронных состояний подсистем по отдельности. После несложных преобразований волновой функции, которая задается вырожденной гипергеометрической функцией, и энергией радиальной подсистемы, получаем

$$\begin{aligned} R(r) = & e^{\frac{-r^2 \sqrt{\gamma_0^2 + \gamma_m^2}}{4}} \left(\frac{r^2 \sqrt{\gamma_0^2 + \gamma_m^2}}{2} \right)_1^{|m|/2} \\ & \times F_1 \left\{ - \left(\frac{\varepsilon_r}{4\sqrt{\gamma_0^2 + \gamma_m^2}} - \frac{|m|+1}{2} \right), |m|+1, \frac{r^2 \sqrt{\gamma_0^2 + \gamma_m^2}}{2} \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\varepsilon_r = m\gamma_m + 4\sqrt{\gamma_0^2 + \gamma_m^2} (N+1), \quad (7)$$

где используются следующие обозначения: $N = 2n_r + |m|$, $N = 0, 1, 2, \dots$. Здесь n_r и N – радиальное и осцилляторное квантовые числа соответственно.

Волновая функция второй подсистемы задается гипергеометрическими функциями Гаусса и имеет следующий вид:

$$\chi(z) = \left(1 - \text{th}^2\left(\frac{z}{\beta}\right)\right)_2^{\varepsilon_z/2} F_1\left\{\varepsilon_z - s, \varepsilon_z + s + 1, \varepsilon_z + 1, \frac{1 - \text{th}(z/\beta)}{2}\right\}, \quad (8)$$

где $s = (1/2)\left[-1 + \sqrt{1 + 4\beta^2 U_0}\right]$. Для энергии той же подсистемы имеем:

$$\varepsilon_z = U_0 - \left(\frac{1}{4\beta^2}\right)\left[-(1 + 2n_z) + \sqrt{1 + 4\beta^2 U_0}\right]^2, \quad (9)$$

где n_z – квантовое число в z направлении, которое принимает значения $n_z = 0, 1, 2, \dots$. Обратим внимание, что для более низких уровней энергии МППТ совпадает с параболическим потенциалом, потому что разлагая МППТ в ряд, мы получим параболический случай.

Полная энергия системы получается как сумма энергий двух подсистем:

$$\varepsilon = \varepsilon_r + \varepsilon_z. \quad (10)$$

Рассмотрим теперь межзонное оптическое поглощение в КТ в режиме сильного размерного квантования. Согласно [30] мы будем иметь следующее выражение для коэффициента поглощения света для режима сильного квантования:

$$\alpha(\omega) = \alpha_0 \sum_{v_e, v_h} J^2 \delta(\hbar\omega_{e,h} - E_g^L - E_e - E_h), \quad (11)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, α_0 – величина, пропорциональная квадрату матричного элемента дипольного момента, взятого по блоховским функциям. Уширение спектральных линий будет учтено заменой дельта-функции в выражении (11) контуром Лоренца:

$$\delta(\hbar\omega_{e,h} - E_g^L - E_e - E_h) \rightarrow \frac{\Gamma}{\left((\hbar\omega_{e,h} - E_g^L - E_e - E_h)^2 + \Gamma^2\right)}, \quad (12)$$

где Γ – ширина лоренцевского параметра. Для расчетов примем $\Gamma = 5m \text{ eV}$, согласно [31]. Следующим этапом исследования оптических свойств цилиндрической КТ является расчет спектров фотолюминесценции (ФЛ) на основе оптического спектра поглощения. Спектры ФЛ могут быть рассчитаны с использованием соотношения Росбрека–Шокли [32,33]:

$$R(\hbar\omega) = R_0 \hbar\omega \alpha(\hbar\omega) \frac{f_c(1-f_v)}{f_v - f_c}, \quad (13)$$

где R_0 пропорционально квадрату матричного элемента дипольного момента, взятого по блоховским функциям, а f_c и $1-f_v$ – вероятности заполнения состояний зоны проводимости и пустоты состояний валентной зоны, соответственно. Для высоких температур член $f_c(1-f_v)/(f_v - f_c)$ в соотношении Русбрука–Шокли переходит в форму Больцмана.

3. Обсуждение и результаты

Перейдем к обсуждению результатов. Для проведения численных расчетов рассмотрим КТ из GaAs. Ниже приведены материальные параметры GaAs, которые будем использовать далее: $m_e^* = 0.067m_0$, $m_h^* = 0.45m_0$, $\varepsilon = 12.9$, $E_g = 1.519$ эВ, где m_0 – масса электрона.

Так как в рассматриваемой системе в радиальном направлении имеется двойное воздействие размерного квантования и магнитного поля, то возможно рассмотрение трех режимов магнитного квантования: сильного, когда $\gamma_m \gg \gamma_0$, промежуточного, когда $\gamma_m \sim \gamma_0$, и слабого, когда $\gamma_m \ll \gamma_0$. Исходя из общего вида энергии для радиальной подсистемы (см. уравнение (7)), можно получить асимптотические выражения для режимов сильного и слабого магнитного квантования, а именно:

$$\varepsilon_r = (m + 4(N + 1))\gamma_m + \frac{2\gamma_0^2}{\gamma_m}(N + 1), \quad \gamma_m \gg \gamma_0, \quad (14)$$

$$\varepsilon_r = m\gamma_m + 4\gamma_0(N + 1) + \frac{2\gamma_m^2}{\gamma_0}(N + 1), \quad \gamma_m \ll \gamma_0. \quad (15)$$

Как видно из уравнения (14) при режиме сильного магнитного квантования для основного состояния зависимость от магнитного поля становится приближенно линейной, $\varepsilon_r = 4\gamma_m + 2\gamma_0^2/\gamma_m \approx 4\gamma_m$, так как $2\gamma_0^2/\gamma_m$ стремится к нулю. Зависимость от магнитного поля при слабом магнитном квантовании становится очень слабой: $\varepsilon_r = 4\gamma_0 + 2\gamma_m^2/\gamma_0$.

Все вышеприведенные суждения хорошо видны на Рис.1, где приведена зависимость энергии радиальной подсистемы от величины магнитного поля для первых трех уровней. Отметим, что безразмерной величине $\gamma_m = 1$ соответствует магнитное поле с магнитудой 0.16 Т. Как видно из рисунка, с увеличением величины магнитного поля радиальная энергия частицы увеличивается. При этом

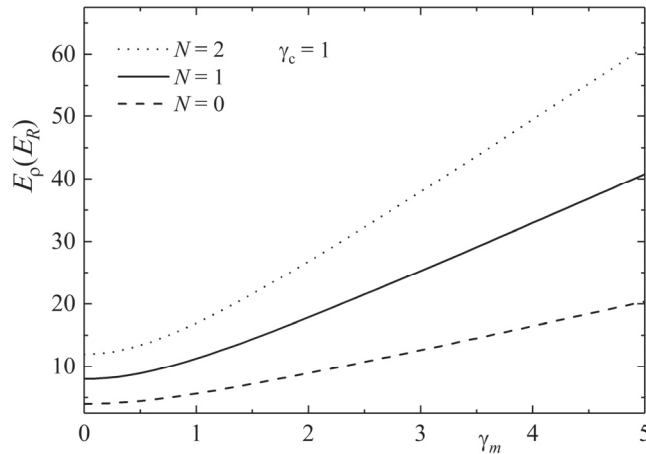


Рис.1. Зависимость энергии радиальной подсистемы от величины магнитного поля для первых трех уровней.

если для слабых магнитных полей зависимость имеет нелинейный характер (см. уравнение (15)), то после некоторого значения, как и отмечалось выше, зависимость становится подчеркнуто линейной (см. уравнение (14)). Увеличение энергии с увеличением магнитного поля является следствием того, что область локализации заряженной частицы уменьшается. И вследствие этого, энергия частицы увеличивается.

На Рис.2а,б приведены зависимости аксиальной энергии от полуширины и глубины МППТ. Как видно из Рис.2а, с увеличением полуширины МППТ энергия системы уменьшается, так как уменьшается энергия размерного квантования.

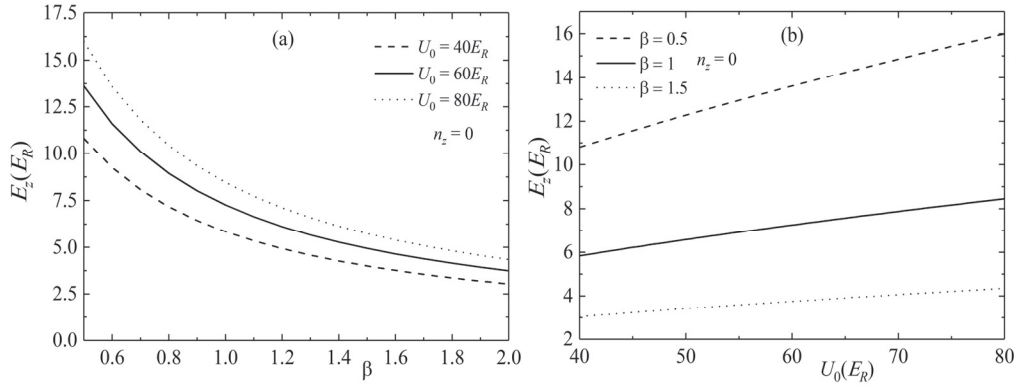


Рис.2. Зависимость аксиальной энергии от полуширины (а) и глубины (б) МППТ.

При этом графики, соответствующие большим значениям глубины ямы, расположены выше. Обратная картина наблюдается в случае зависимости от глубины МППТ: энергетические уровни увеличиваются с увеличением параметра U_0 (см. Рис.2б). Эта зависимость близка к линейной.

Зависимости спектральных линий межзонного оптического поглощения

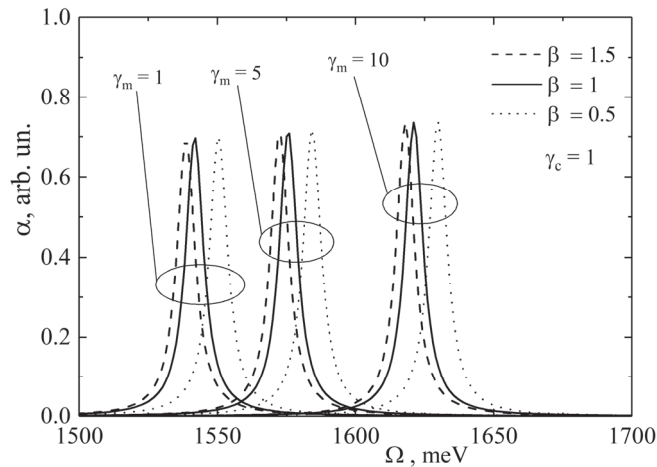


Рис.3. Зависимость межзонного оптического поглощения от энергии падающего света для различных значений магнитного поля и полуширины МППТ.

падающего света от энергии фотона показаны на Рис.3. Приведены спектральные линии для трех значений магнитного поля, а также полуширины МППТ. Более высоким значениям магнитного поля соответствуют пики с высокими энергиями, в то время как более высоким значениям полуширины МППТ соответствуют пики с малыми энергиями.

Наконец, на Рис.4 приведена зависимость спектра фотолюминесценции от энергии падающего света для различных значений магнитного поля. С увеличением значения величины магнитного поля спектральные линии фотолюминесценции смещаются в сторону высоких энергий (синее смещение). Отметим, что максимумы пиков, которые соответствуют более высоким значениям магнитного поля, незначительно ниже максимумов пиков, соответствующих более слабым полям.

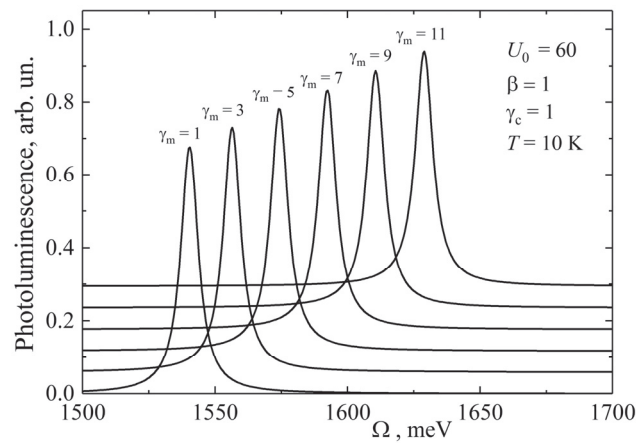


Рис.4. Зависимость спектра фотолюминесценции от энергии падающего света для различных значений магнитного поля.

4. Заключение

В заключение отметим, что в данной работе рассчитана энергия электронно-дырочной пары в режиме сильного размерного квантования в цилиндрической квантовой точке с ограничивающим МППТ и параболическим потенциалом. Рассчитаны энергии основного состояния при режимах сильного и слабого магнитного квантования. Построены зависимости первых трех энергетических уровней электрона от величины магнитного поля, при этом если для слабых магнитных полей зависимость имеет нелинейный характер, то для сильных полей зависимость становится подчеркнуто линейной. Исследованы также зависимости спектральных линий межзонного оптического поглощения и фотолюминесценции от энергии падающего фотона. С увеличением значения величины магнитного поля спектральные линии фотолюминесценции смещаются в сторону высоких энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. **P. Michler.** Single Quantum Dots: Fundamentals, Applications and New Concepts, 1-st ed., NY: Springer, 2003.
2. **Z.M. Wang.** Self-Assembled Quantum Dots, 1-st ed., NY: Springer, 2008.
3. **A. Mizel, D.A. Lidar.** Physical Review B, **70**, 11 (2004).
4. **D.B. Hayrapetyan, G.L. Ohanyan, D.A. Baghdasaryan, H.A. Sarkisyan, S. Baskoutas, E.M. Kazaryan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **95**, 27 (2018).
5. **V.A. Fonoberov, A.A. Balandin.** Journal of Physics: Condensed Matter, **17**, 7 (2005).
6. **K. Yamaguchi, K. Yujobo, T. Kaizu.** Japanese journal of applied physics, **39**, L1245 (2000).
7. **K.M. Gambaryan.** Nanoscale research letters, **5**, 587 (2010).
8. **K.M. Gambaryan, V.M. Aroutiounian, V.G. Harutyunyan.** Applied Physics Letters, **101**(9), 093103 (2012).
9. **D. Bimberg, N. Ledentsov.** Journal of Physics: Condensed Matter, **15**(24), R1063 (2003).
10. **S. Coe-Sullivan, W. Liu, P. Allen, J.S. Steckel.** ECS Journal of Solid State Science and Technology, **2**, R3026 (2012).
11. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Optics Communications, **371**, 138 (2016).
12. **H. Kim, J.Y. Han, D.S. Kang, S.W. Kim, D.S. Jang, M. Suh, A. Kirakosyan, D.Y. Jeon.** Journal of crystal growth, **326**, 90 (2011).
13. **K. Mukai.** Journal of nanoscience and nanotechnology, **14**, 2148 (2014).
14. **E. Lifshitz, M. Bashouti, V. Kloper, A. Kigel, M.S. Eisen, S. Berger.** Nano Letters, **3**, 6 (2003).
15. **A.A.R. Watt, P. Meredith, J.D. Riches, S. Atkinson, H. Rubinsztein-Dunlop.** Current Applied Physics, **4**(2-4), 320 (2004).
16. **V.M. Fomin, V.N. Gladilin, J.T. Devreese, E.P. Pokatilov, S.N. Balaban, S.N. Klimin.** Physical Review B, **57**, 4 (1998).
17. **D.A. Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan.** Journal of Nanophotonics, **10**(3), 033508 (2016).
18. **C. Wang, G. Xiong.** Microelectronics journal, **37**(9), 847 (2006).
19. **D.A. Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **101**, 1 (2018).
20. **D.B. Hayrapetyan, A.V. Chalyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Journal of Nanomaterials, **2015**, ID 915742 (2015).
21. **G. Bester, A. Zunger.** Physical Review B, **71**(4), 045318 (2005).
22. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **75**(4), 353 (2016).
23. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** J. Contemp. Phys., **48**, 32 (2013).
24. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.K. Tevosyan.** J. Contemp. Phys., **49**, 119 (2014).
25. **T.A. Sargsian, M.A. Mkrtchyan, H.A. Sarkisyan, D.B. Hayrapetyan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **126**, 114440 (2021).
26. **Z. Zeng, C.S. Garoufalis, S. Baskoutas, A.F. Terzis.** Journal of Applied Physics, **112**,

064326 (2012).

27. **Z. Zeng, C.S. Garoufalis, S. Baskoutas.** Journal of Physics D: Applied Physics, **45**, 235102 (2012).
28. **S. Baskoutas, A.F. Terzis.** Journal of Computational and Theoretical Nanoscience, **5**, 88 (2008).
29. **X. Zhang, S. Hou, H. Mao, J. Wang, Z. Zhu.** Applied surface science, **256**(12), 3862 (2010).
30. **Al.L. Efros, A.L. Efros.** Sov. Phys. Semicond, **16**, 772 (1982).
31. **K. Brunner, U. Bockelmann, G. Abstreiter, M. Walther, G. Böhm, G. Tränkle, G. Weimann.** Physical review letters, **69**, 3216 (1992).
32. **W. Van Roosbroeck, W. Shockley.** Physical Review, **94**(6), 1558 (1954).
33. **R. Bhattacharya, B. Pal, B. Bansal.** Applied Physics Letters, **100**, 222103 (2012).

ՄԱԳՆԻՏԱԱԲՍՈՐԲՑԻԱՆ ԵՎ ՖՈՏՈՆԼՅՈՒՄԻՆԵՍԻԱՆ ՊՅՈՇԼ-ԹԵԼԼԵՐԻ
ԶԵՎԱՓՈԽՎԱԾ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՈՎ ԳԼԱՆԱԶԵՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ

Գ.Ս. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Գ.Ց. ԽԱՌԱՏՅԱՆ, Հ.Խ. ԹԵՎՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրվել են Պյոշլ-Թելլերի ձևափոխված պոտենցիալով և պարաբոլիկ պոտենցիալով սահմանափակում ունեցող գլանաձևի քվանտային կետում էլեկտրոնա-խոռոչային վիճակները ուժեղ քվանտացման ռեժիմում: Դուրս են բերվել ինչպես էներգիայի, այնպես էլ մասնիկների ալիքային ֆունկցիաները բնութագրող ատահայտությունները աքսիալ և ռադիալ ուղղություններով: Ստացվել են մագնիսական քվանտացման տարբեր ռեժիմներում ռադիալ էներգիայի արժեքները: Դիտարկվել են օպտիկական միջգոտային կլանման սպեկտրները, ինչպես նաև ֆոտոլյումինեսցիայի սպեկտրները՝ կախված ընկնող լույսի էներգիայից:

MAGNETIC ABSORPTION AND PHOTOLUMINESCENCE IN A CYLINDRICAL QUANTUM DOT WITH A MODIFIED PESCHL-TELLER POTENTIAL

G.S. GEVORGYAN, G.Ts. KHARATYAN, H.Kh. TEVOSYAN

The electron-hole states in a cylindrical quantum dot with a limiting parabolic potential, as well as a modified Pöschl-Teller potential in the strong dimensional quantization regime are investigated. Expressions are found for both the energy and the wave functions of particles in the radial and axial directions. Expressions for the radial energy are obtained for various modes of magnetic quantization. Optical interband absorption spectra and photoluminescence spectra are reviewed as functions of the incident light energy.