

УДК 621.315

## **НАСТРОЙКА ТЕРАГЕРЦОВЫХ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ КВАТЕРНИОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ЭЛЛИпсоИДАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ**

Ю.Ю. БЛЕЯН<sup>1\*</sup>, Д.Б. АЙРАПЕТЯН<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: yurableyan96@gmail.com

(Поступила в редакцию 9 января 2019 г.)

Рассмотрены положительные, нейтральные и отрицательные кватернионные состояния в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке (ССЭКТ) в режиме сильного размерного квантования и показана стабильность этих квазичастиц. Рассчитаны энергии всех типов кватернионов с помощью вариационного метода, где пробные волновые функции конструированы на основе одночастичных волновых функций электрона и дырки. Построены зависимости энергии связи всех типов кватернионных состояний от малой полуоси ССЭКТ. Рассчитаны энергии рекомбинационного излучения при различных комбинациях геометрических параметров ССЭКТ для всех типов кватернионных состояний. Показано, что частоты рекомбинационного излучения лежат в области терагерцового излучения.

### **1. Введение**

В последние годы актуальными задачами полупроводниковой наноэлектроники стали исследования многочастичных задач в различных типах квантовых точек (КТ). В частности, исследования экситонных систем: экситонов, трионов, кватернионов и т.д. В объемных полупроводниках экситонные системы имеют очень малые значения времени жизни, а иногда реализовать такие системы совсем невозможно, так как они сильно нестабильны [1–3]. Однако, вследствие сильной локализации носителей заряда в КТ и эффекта размерного квантования энергии связи стабильность экситонных систем сильно увеличивается по сравнению с объемными полупроводниками [4,5].

Трехкомпонентная экситонная система имеет два возможных типов реализации: отрицательно и положительно заряженные трионы [6–10].

Четырехкомпонентная экситонная система, а именно кватернион, имеет три возможных типов реализации: отрицательно ( $XX^-$ ) и положительно ( $XX^+$ ) заряженные кватернионы, а также нейтральный кватернион ( $XX$ ), который также называется биэкситоном [11].

Положительный кватернион ( $XX^+$ ) состоит из трех дырок и одного электрона, отрицательный кватернион ( $XX^-$ ) – из трех электронов и одной дырки, а биэкситон ( $XX$ ) – из двух электронов и двух дырок. В работе [12] авторами рассчитана энергия связи биэкситона в InAs наностержне. Время жизни биэкситонов было рассчитано в работе [13]. В работе [14] изучены биэкситонные состояния в ССЭКТ и рассчитаны энергии связи и рекомбинации биэкситонов.

Теоретическое исследование кватернионных состояний в КТ является актуальной проблемой, так как в таких системах могут происходить эффекты рекомбинации, при этом частота излучения может быть настроена с помощью геометрических параметров КТ. А это, в свою очередь, означает, что такие системы могут в будущем иметь большое применение в оптоэлектронных приборах. В частности, актуальным является получение контролируемого излучения в терагерцовой области [15,16].

Совсем недавно была реализована КТ с эллипсоидальной геометрией [17–19]. Метод жидкофазной эпитаксии в [18] используется для самоорганизующихся островков, индуцированных деформацией на основе InAsSbP, и формирования КТ на подложках InAs (1 0 0). В [19] авторы представили систематическое исследование влияния деформации на формирование эллипсоидальных КТ GaInAs, имеющих удлиненную геометрию. Таким образом, эллипсоидальные КТ могут быть экспериментально реализованы для различных типов полупроводников. Преимущество эллипсоидальных КТ, особенно сфероидальных, по сравнению со сферическими КТ состоит в наличии двух геометрических параметров, а именно малых и больших полуосей, которые дают возможность контролировать энергетический спектр КТ [20–26]. Отметим, что внешняя форма эллипсоидальной КТ позволяет реализовать теорему Кона для таких систем благодаря специфическому параболическому адиабатическому потенциалу [27,28].

В настоящей работе рассмотрены положительные, нейтральные и отрицательные кватернионные состояния в сильно сплюснутой эллипсоидальной КТ, когда частоты рекомбинационного излучения лежит в терагерцовой области.

## 2. Кватернионные состояния в ССЭКТ

Рассмотрим кватернионные состояния в ССЭКТ с непроницаемыми стенками. Тогда потенциальная энергия частицы (электрон, дырка, экситон) в ССЭКТ в цилиндрических координатах будет иметь вид:

$$U(\rho, \varphi, Z) = \begin{cases} 0, \frac{\rho^2}{a^2} + \frac{Z^2}{c^2} \leq 1 \\ \infty, \frac{\rho^2}{a^2} + \frac{Z^2}{c^2} > 1 \end{cases}, \quad a^2 \gg c^2, \quad (1)$$

где  $c$  и  $a$  – малая и большая полуоси ССЭКТ, соответственно.

Так как задачу нахождения энергии всех типов кватернионов в ССЭКТ невозможно решить аналитическими методами, будем искать решение в рамках вариационного метода. Для этого, вначале рассмотрим одночастичную задачу (электрон или дырка) в ССЭКТ. Решения одночастичной задачи известны и получены в рамках адиабатического приближения и хорошо совпадают с результатами численных методов [29]. В этом приближении волновая функция и энергия частицы в ССЭКТ имеют вид:

$$\begin{aligned} \psi(r, \varphi, z) = & \frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{2}{L(r)}} \sin\left(\frac{\pi n}{L(r)} z + \frac{\pi n}{2}\right) \\ & \times \sqrt{\frac{\pi n}{ac}} \frac{\sqrt{n_r}! \Gamma(|m|+1)}{\Gamma^{3/2}(|m|+1+n_r)} e^{-\frac{\pi n}{4ac} r^2} \left(\frac{\pi n}{2ac} r^2\right)^{\frac{|m|}{2}} {}_1F_1\left\{-n_r, |m|+1; \frac{\pi n}{2ac} r^2\right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{8m_{e(h)}^* c^2} + \frac{\pi \hbar^2 n}{2m_{e(h)}^* ac} (N+1), \quad N = 0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

где  $m$  – магнитное квантовое число,  $n$  – аксиальное квантовое число,  $n_r$  – радиальное квантовое число,  $N = 2n_r + |m|$  – осцилляторное квантовое число,  ${}_1F_1\{a, b; x\}$  – вырожденная гипергеометрическая функция первого рода.

Понятно, что из-за сплюсненной геометрии ССЭКТ кватернионы можно рассматривать как квазидвумерные структуры, так как энергия размерного квантования в аксиальном направлении превышает энергию кулоновского взаимодействия между заряженными частицами:

$$\frac{\hbar^2 \pi^2}{8m_{i(j)}^* c^2} \gg \frac{e^2}{\varepsilon |\rho_i - \rho_j|}, \quad i, j = \{e, h\}. \quad (4)$$

В этом случае ограничивающий потенциал можно рассматривать как двумерный и гамильтониан системы в размерных величинах для четырех частиц будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{XX^-} = & \frac{p_1^2}{2m_e^*} + \frac{p_2^2}{2m_e^*} + \frac{p_3^2}{2m_e^*} + \frac{p_a^2}{2m_h^*} + V_{\text{int}}^{XX^-}(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_a) \\ & + V_e^{\text{conf}}(\rho_1, \rho_2, \rho_3) + V_h^{\text{conf}}(\rho_a), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\hat{H}_{XX} &= \frac{p_1^2}{2m_e^*} + \frac{p_2^2}{2m_e^*} + \frac{p_a^2}{2m_h^*} + \frac{p_b^2}{2m_h^*} + V_{\text{int}}^{XX}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b) \\
&\quad + V_e^{\text{conf}}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) + V_h^{\text{conf}}(\mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b), \\
\hat{H}_{XX^+} &= \frac{p_1^2}{2m_e^*} + \frac{p_a^2}{2m_h^*} + \frac{p_b^2}{2m_h^*} + \frac{p_c^2}{2m_h^*} + V_{\text{int}}^{XX^+}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b, \mathbf{p}_c) \\
&\quad + V_e^{\text{conf}}(\mathbf{p}_1) + V_h^{\text{conf}}(\mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b, \mathbf{p}_c).
\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь потенциал ограничения для каждой частицы имеет вид:

$$\begin{aligned}
V_e^{\text{conf}}(\rho) &= \frac{\hbar^2 \pi^2}{8m_e^* c^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{8m_e^* a^2 c^2} \rho^2, \\
V_h^{\text{conf}}(\rho) &= \frac{\hbar^2 \pi^2}{8m_h^* c^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{8m_h^* a^2 c^2} \rho^2,
\end{aligned} \tag{6}$$

а потенциал взаимодействия между частицами для различных типов кватернионов имеет вид:

$$\begin{aligned}
V_{\text{int}}^{XX^-}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3, \mathbf{p}_a) &= \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|} - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_a|} + \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_3|} \\
&\quad - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_a|} + \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_2|} - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_a|}, \\
V_{\text{int}}^{XX}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b) &= \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|} - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_a|} + \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_b|} \\
&\quad + \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_b - \mathbf{p}_a|} - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_b - \mathbf{p}_2|} - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_a|}, \\
V_{\text{int}}^{XX^+}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b, \mathbf{p}_c) &= \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_a - \mathbf{p}_b|} - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_a - \mathbf{p}_1|} + \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_a - \mathbf{p}_c|} \\
&\quad - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_c - \mathbf{p}_1|} + \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_c - \mathbf{p}_b|} - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{p}_b - \mathbf{p}_1|}.
\end{aligned} \tag{7}$$

Как уже отмечалось, задачу решим в рамках вариационного исчисления, а вариационную функцию построим на основе одночастичных волновых функций. Вариационная волновая функция будет сконструирована на основе двумерных волновых функций и в общем виде будет иметь следующий вид [10,30,31]:

$$\begin{aligned}
\Phi_{XX^-}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3, \mathbf{p}_a) &= C \psi_e(\mathbf{p}_1) \psi_e(\mathbf{p}_2) \psi_e(\mathbf{p}_3) \psi_h(\mathbf{p}_a) \\
&\quad \times \sum_i \sum_j \delta(1+P) e^{-\alpha(\rho_{1a} + \rho_{2a} + \rho_{3a}) - \beta(\rho_{12} + \rho_{13} + \rho_{23})}, \\
\Phi_{XX}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b) &= C \psi_e(\mathbf{p}_1) \psi_e(\mathbf{p}_2) \psi_h(\mathbf{p}_a) \psi_h(\mathbf{p}_b) \\
&\quad \times e^{-\gamma \rho_{ab}} e^{-\alpha(\rho_{1a} + \rho_{2b}) - \beta(\rho_{1b} + \rho_{2a})} e^{-\alpha(\rho_{1b} + \rho_{2a}) - \beta(\rho_{1a} + \rho_{2b})},
\end{aligned} \tag{8}$$

$$\Phi_{XX^+}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b, \mathbf{p}_c) = C \psi_e(\mathbf{p}_1) \psi_h(\mathbf{p}_a) \psi_h(\mathbf{p}_b) \psi_h(\mathbf{p}_c) \\ \times \sum_i \sum_j \delta(1+P) e^{-\alpha(\rho_{1a} + \rho_{1b} + \rho_{1c}) - \beta(\rho_{ab} + \rho_{ac} + \rho_{bc})},$$

где  $C$  – нормировочная константа,  $P$  – перестановочный оператор, который учитывает изменение индексов для электронов ( $1 \leftrightarrow 2$ ) и дырок ( $a \leftrightarrow b$ ),

$$\rho_{ij} = |\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j|, i, j = \begin{cases} XX^-, \{1, 2, 3, a\} \\ XX, \{1, 2, a, b\} \\ XX^+, \{1, a, b, c\} \end{cases},$$

а  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\delta$  являются вариационными параметрами, которые определяются после минимизации интеграла:

$$E = \langle \Phi | \hat{H} | \Phi \rangle. \quad (9)$$

Применение такой вариационной волновой функции имеет место только для режима сильного размерного квантования, когда можно пренебречь кулоновским взаимодействием между частицами по отношению к энергии размерного квантования. Такая четырёхчастичная волновая функция для биэкситона аналогична случаю, рассмотренному в работе Акимото и Ханамура [30], а для заряженных кватернионов – в работах [10,31]. Различие выбора вариационных волновых функций для заряженных и нейтральных кватернионов объясняется тем, что для последних волновая функция не является симметричной по отношению к электронам и дыркам. Этот выбор обусловлен тем, что основное состояние биэкситона-синглетное состояние. Из-за несимметричности вариационной волновой функции в пределе (Positronium Limit), когда  $m_e^* = m_h^*$ , при перестановке местами электрона и дырки энергия и, соответственно, энергия связи будут разными. Однако для большинства полупроводниковых материалов это соотношение принимает малые значения и, соответственно, все физические величины, в частности энергия связи, получены с большой точностью.

Перейдем теперь к расчету энергии связи кватернионных состояний. Энергии связи для всех типов кватернионных состояний можно посчитать с помощью следующих формул:

$$\begin{aligned} E_{bind}(XX^-) &= (3E_e + E_h) - E(XX^-), \\ E_{bind}(XX) &= (2E_e + 2E_h) - E(XX), \\ E_{bind}(XX^+) &= (3E_h + E_e) - E(XX^+), \end{aligned} \quad (10)$$

где  $E_e$  и  $E_h$  – энергии электрона и дырки, соответственно.

Очевидно, что в кватернионных системах могут иметь место рекомбинационные эффекты, так как при большом числе электронов, например для отрицательно заряженного кватерниона, столкновение электрона с дыркой и последующая рекомбинация имеют весьма вероятны. После рекомбинации в ССЭКТ остается двухэлектронная система. То же самое справедливо для положительного заряженного кватерниона, с той лишь разницей, что после рекомбинации в КТ останутся две дырки. Для биэкситонной системы могут иметь место два рекомбинационных столкновения, и в этом отношении картина еще богаче.

В связи с вышесказанным, при следующем шаге перейдем к рассмотрению энергии рекомбинации всех типов кватернионов в ССЭКТ. Ниже приведены формулы для расчета энергии рекомбинации для вышеупомянутых квазичастиц:

$$\begin{aligned}\omega_{if}(XX^-) &= E^{(i)}(XX^-) - 2E_e^{(f)}, \\ \omega_{if}(XX) &= E^{(i)}(XX) - E_e^{(f)} - E_h^{(f)}, \\ \omega_{if}(XX^+) &= E^{(i)}(XX^+) - 2E_h^{(f)},\end{aligned}\tag{11}$$

где индексы  $i$  и  $f$  – начальные и конечные состояния, соответственно. Энергия рекомбинации определяется как разница между полной энергией начального и конечного состояний после рекомбинации.

### 3. Обсуждение результатов

Рассмотрим зависимость энергии всех типов кватернионов от малой полуоси ССЭКТ. Заметим, что все длины и энергии в задаче измеряются в эффективных радиусах Бора электрона и эффективных энергиях Ридберга электрона. Очевидно, что из-за двумерного вида кватернионов в КТ зависимость энергии от большой полуоси имеет слабо выраженный характер. На Рис.1 показаны зависимости энергии отрицательных, нейтральных и положительных кватернионных состояний от малой полуоси эллипсоида при фиксированном значении большой полуоси.

Как видно из Рис.1, с увеличением малой полуоси энергии всех квазичастиц уменьшаются. Интересно, что энергия биэкситона лежит между энергиями положительного и отрицательного кватернионов. После определенных величин малой полуоси энергии кватернионов становятся отрицательными, что означает невозможность существования такой связанной системы. Таким образом, стабильность этих квазичастиц обеспечивается в режиме сильного размерного квантования, когда размерное квантование «заставляет» электроны и дырки образовать одну систему.

В соответствии с формулами (10) можно рассчитать зависимости энергии связи кватернионов от малой полуоси (Рис.2).

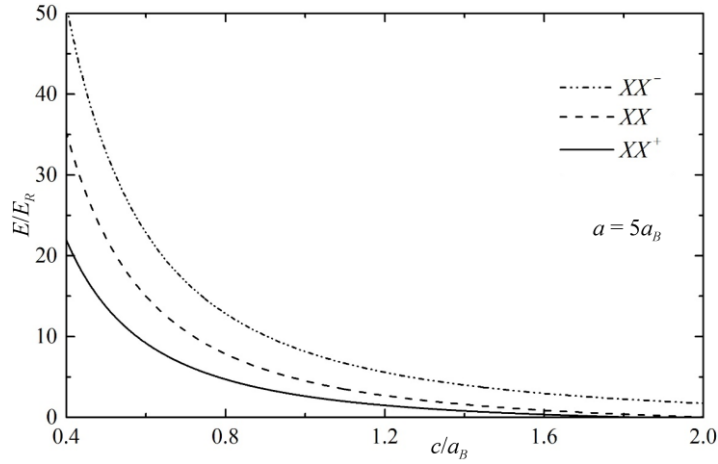


Рис.1. Зависимость энергии основного состояния всех типов кватернионов от малой полуоси ССЭКТ при фиксированном значении большой полуоси.

В рассматриваемом интервале изменения малой полуоси энергии связи для всех типов кватернионов имеет положительный знак. Это, в свою очередь, указывает на тот факт, что в КТ с такими геометрическими параметрами все типы кватернионов стабильны и могут существовать.

Как уже отмечалось выше, во всех типах кватернионов, рассматриваемых в ССЭКТ, могут с большой вероятностью осуществляться рекомбинационные эффекты. При этом, результатами рекомбинации будут для отрицательно заряженного кватерниона – два электрона, для биэкситона – экситон, а для положительно заряженного кватерниона – две дырки. С изменением геометрических параметров ССЭКТ возможна гибкая манипуляция энергии рекомбинации

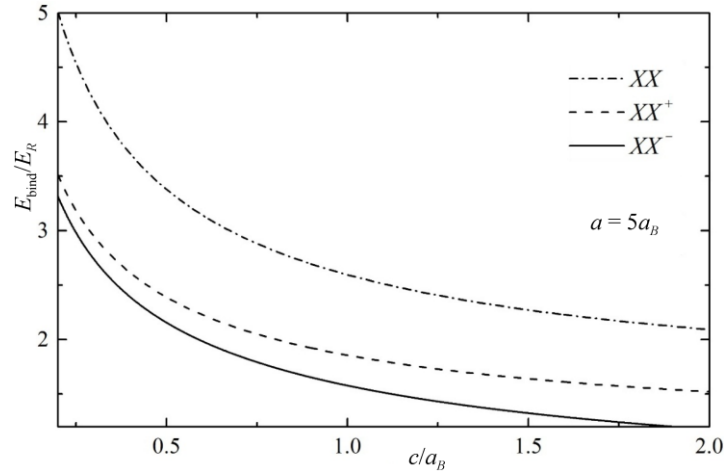


Рис.2. Зависимость энергии связи всех типов кватернионов от малого параметра эллипсоида при фиксированном значении большой полуоси.

кватернионов в терагерцовом диапазоне. Ниже в Табл. приведены значения энергии рекомбинации для отрицательных, нейтральных и положительных кватернионов для различных комбинаций малой и большой полуосей ССЭКТ.

Отметим, что в вышеприведенных интервалах изменения значений полуосей все три типа кватернионов являются стабильными квазичастицами, в чем можно убедиться из Рис.2 для энергии связи этих квазичастиц.

Значения энергии рекомбинации для отрицательных, нейтральных и положительных кватернионов для различных комбинаций малой и большой полуосей ССЭКТ

| Большая полуось | Большая полуось | $\omega$ , $10^{12}$ Hz |       |        |
|-----------------|-----------------|-------------------------|-------|--------|
|                 |                 | $XX^-$                  | $XX$  | $XX^+$ |
| $a = 5a_B$      | $c = 0.9a_B$    | 2.65                    | 1.6   | 2.37   |
|                 | $c = 1a_B$      | 1.98                    | 0.96  | 1.73   |
|                 | $c = 1.15a_B$   | 1.28                    | 0.3   | 0.99   |
| $a = 7a_B$      | $c = 0.9a_B$    | 2.64                    | 1.67  | 2.34   |
|                 | $c = 1a_B$      | 1.987                   | 1.029 | 1.678  |
|                 | $c = 1.15a_B$   | 1.3                     | 0.36  | 0.98   |
| $a = 10a_B$     | $c = 0.9a_B$    | 2.67                    | 1.74  | 2.33   |
|                 | $c = 1a_B$      | 2.02                    | 1.1   | 1.674  |
|                 | $c = 1.15a_B$   | 1.34                    | 0.43  | 0.985  |

#### 4. Заключение

Таким образом, в данной работе показана возможность стабильного существования кватернионных состояний всех возможных типов в ССЭКТ в GaAs. Рассчитаны частоты рекомбинационного излучения при различных комбинациях геометрических параметров ССЭКТ для всех типов кватернионных квазичастиц, которые лежат в области терагерцового излучения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке ГКН МОН Республики Армения в рамках тематического научного проекта № 18Т-1С062.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Y.Z. Hu, S.W. Koch, M. Lindberg, N. Peyghambarian, E.L. Pollock, F.F. Abraham.** Phys. Rev. Lett., **64**, 1805 (1990).
2. **B. Patton, W. Langbein, U. Woggon.** Phys. Rev. B, **68**, 125316 (2003).
3. **L. Besombes, K. Kheng, D. Martrou.** Phys. Rev. Lett., **85**, 425 (2000).
4. **R.A. Suris.** Optical Properties of 2D Systems with Interacting Electrons, NATO Science ebook Series, Springer, Dordrecht (2003).
5. **C. Zhang, H. Wang, W. Chan, C. Manolatu, F. Rana.** Phys. Rev. B, **89**, 205436 (2014).
6. **M.A. Lampert.** Phys. Rev. Lett., **1**, 450 (1958).
7. **G.A. Narvaez, G. Bester, A. Zunger.** Phys. Rev. B, **72**, 245318 (2005).
8. **A.S. Bracker, E.A. Stinaff, D. Gammon, M.E. Ware, J.G. Tischler, D. Park, D. Gershoni, A.V. Filinov, M. Bonitz, F. Peeters, C. Riva.** Phys. Rev. B, **72**, 035332 (2005).
9. **B. Patton, W. Langbein, U. Woggon.** Phys. Rev. B, **68**, 125316 (2003).
10. **B. Szafran, B. Stébé, J. Adamowski, S. Bednarek.** J. Phys.: Condens. Matter, **12**, 2453 (2000).
11. **S.A. Moskalenko, D.W. Snoke.** Bose-Einstein condensation of excitons and biexcitons: and coherent nonlinear optics with excitons. Cambridge University Press, (2000).
12. **S. Baskoutas, A.F. Terzis.** Journal of Applied Physics, **98**, 044309 (2005).
13. **M. Califano, A. Franceschetti, A. Zunger.** Physical Review B, **75**, 115401 (2007).
14. **D.B. Hayrapetyan, Y.Y. Bleyan, D.A. Baghdasaryan, H.A. Sarkisyan, S. Baskoutas, E.M. Kazaryan,** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **105**, 47 (2019).
15. **E.A. Zibik, T. Grange, B.A. Carpenter, N.E. Porter, R. Ferreira, G. Bastard, D. Stehr, S. Winnerl, M. Helm, H.Y. Liu, M.S. Skolnick.** Nature Materials, **8**, 803 (2009).
16. **K. Zidek, K. Zheng, Jr.C.S. Ponseca, M.E. Messing, L.R. Wallenberg, P. Chábera, M. Abdellah, V. Sundström, T. Pullerits,** Journal of the American Chemical Society, **134**, 12110 (2012).
17. **J.H. Blokland, M. Bozkurt, J.M. Ulloa, D. Reuter, A.D. Wieck, P.M. Koenraad, P.C.M. Christianen, J.C. Maan.** Appl. Phys. Lett., **94**, 023107 (2009).
18. **K.M. Gambaryan, V.A. Aroutiounian, V.G. Harutyunyan,** Appl. Phys. Lett., **101**, 093103 (2012).
19. **A. Löffler, J.P. Reithmaier, A. Forchel, A. Sauerwald, D. Peskes, T. Kümmell, G. Bacher.** Journal of Crystal Growth, **286**, 6 (2006).
20. **D.A. Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan.** Physica B: Cond. Matter, **479**, 85 (2015).
21. **I.H. Lee, Y.H. Kim, K.H. Ahn.** J. Phys.: Condens. Matter, **13**, 1987 (2001).
22. **D.A. Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan.** Journal of Nanophotonics, **10**, 033508 (2016).
23. **G. Cantele, D. Ninno, G. Iadonisi.** Journal of Physics: Condensed Matter, **12**, 9019 (2000).
24. **E. Sadeghi, A. Avazpour.** Physica B: Condensed Matter, **406**, 241 (2011).
25. **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).

26. **D.A. Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan.** The European Physical Journal B, **88**, 223 (2015).
27. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** Physica E, **75**, 353 (2016).
28. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **48**, 32 (2013).
29. **D.B. Hayrapetyan, K.G. Dvovyan, E.M. Kazaryan.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **42**, 151 (2007).
30. **O. Akimoto, E. Hanamura.** J. Phys. Soc. Japan, **33**, 1537 (1972).
31. **B. Szafran, B. Stébé, J. Adamowski, S. Bednarek.** Phys. Rev. B, **66**, 165331 (2002).

ԿՎԱՏԵՐՆԻՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՌԵԿՈՄԲԻՆԱՅԻՆ  
ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԻ ՀԱՄԱԼԱՐՈՒՄԸ ԷԼԻՊՍԱԲՈՒՄԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ

Յ.Յ. ԲԼԵՅԱՆ, Դ.Բ. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ

Դիտարկվել են դրական, չեզոք և բացասական կվատերնիոնային վիճակները խիստ սեղմված էլիպսարդային քվանտային կետում (ԽՄԷՔԿ) ուժեղ քվանտացված ռեժիմում և ցույց է տրվել այդ քվազիմասնիկների կայունությունը: Հաշվարկվել են բոլոր տեսակի կվատերնիոնների էներգիաները վարիացիոն մեթոդի միջոցով, որտեղ փորձական ալիքային ֆունկցիաները կառուցված են էլեկտրոնի և խոռոչի մեկ մասնիկային ալիքային ֆունկցիաների հիման վրա: Կառուցվել են բոլոր տեսակի կվատերնիոնային վիճակների կապի էներգիաների կախվածությունները ԽՄԷՔԿ-ի փոքր կիսաառանցքից: Հաշվարկվել են բոլոր տեսակի կվատերնիոնների ռեկոմբինացիոն ճառագայթման էներգիաները ԽՄԷՔԿ-ի երկրաչափական պարամետրերի տարբեր կոմբինացիաների համար: Ցույց է տրվել, որ ռեկոմբինացիոն ճառագայթման հաճախությունները ընկած են տերահերցային ճառագայթման տիրություն:

# TUNING TERAHERTZ RECOMBINATION TRANSITIONS OF QUATERNION STATES IN ELLIPSOIDAL QUANTUM DOT

Y.Y. BLEYAN, D.B. HAYRAPETYAN

Positive, neutral, and negative quaternion states in a strongly oblate ellipsoidal dot (SOEQD) in the mode of strong size quantization are considered and the stability of these quasiparticles is shown. The energies of all types of quaternions are calculated using the variational method, where trial wave functions are constructed on the basis of single-particle wave functions of an electron and a hole. The dependences of the binding energy of all types of quaternion states on the small semiaxis of SOEQD are constructed. The recombination radiation energies of all types of quaternions for various combinations of geometric parameters of SOEQD are calculated. It is shown that the frequencies of recombination radiation are in the region of terahertz radiation.