

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ, ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ, ՄՇԱԿՈՒՅԹԻ ԵՎ ՍՊՈՐՏԻՆ ԱՄԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ՀԱՅ-ՌՈՒՍԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ԲԼԵՅԱՆ ՅՈՒՐԻ ԵՈՒՐՅՈՒՅԻ

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏԵՐՈՒՄ ԲԱՐԴ ԷՔՍԻՏՈՆԱՅԻՆ ԿՈՄՊԼԵՔՍՆԵՐԻ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՍՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

Ա.04.10 – «Կլասիկադորդիչների ֆիզիկա» մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի զիտական աստիճանի
հայցման ատենախոսության

Ս Ե Ղ Մ Ա Գ Ի Ր

ԵՐԵՎԱՆ – 2022

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ, КУЛЬТУРЫ И СПОРТА РА
РОССИЙСКО-АРМЯНСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

БЛЕЯН ЮРИЙ ЮРЬЕВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЛОЖНЫХ ЭКСИТОННЫХ
КОМПЛЕКСОВ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук по специальности А.04.10– “Физика
полупроводников”

ЕРЕВАН – 2022

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Հայ-Ռուսական համալսարանում

Գիտական ղեկավար՝ ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ, Դ.Բ. Հայրապետյան
Պաշտոնական
ընդդիմախոսներ՝

ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր Ի. Գալանակիս
ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր Կ.Հ. Ահարոնյան

Առաջատար

կազմակերպություն՝ ՀՀ ԳԱԱ ֆիզիկական
հետազոտությունների ինստիտուտ

Ատենախոսության պաշտպանությունը տեղի կունենա 2022թ. ապրիլի 23-ին,
ժամը 12:30-ին Հայ-ռուսական համալսարանի ֆիզիկայի 052 մասնագիտական
խորհրդի նիստում: Հասցե՝ 0051, Երևան, Հ. Էմին 123:

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ՀՌՀ գրադարանում:

Սերմագիրը առաքված է 2022թ. մարտի 12-ին

Մասնագիտական խորհրդի
գիտական քարտուղար



ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ
Դ.Բ. Հայրապետյան

Тема диссертации утверждена в Российско-Армянском университете

Научный руководитель: кандидат физ.-мат. наук, доцент Д.Б. Айрапетян
Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук, профессор И. Галанакис
доктор физ.-мат. наук, профессор К.Г. Агаронян
Ведущая организация: Институт физических исследований НАН РА

Защита диссертации состоится 23-го апреля 2022г. в 12:30 часов на заседании
специализированного совета по физике 052 Российско-Армянского
университета по адресу: 0051, Ереван, ул. О. Эмина 123.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке РАУ.

Автореферат разослан 12 марта 2022г.

Ученый секретарь
специализированного совета



кандидат физ.-мат. наук, доцент
Д.Б. Айрапетян

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность исследования

Скачкообразное развитие современных полупроводниковых нанотехнологий позволило создать различные типы наноструктур, которые имеют размеры от нескольких до десятков нанометров и различные формы, от самых простых (сфера, цилиндр и т.д.) до самых сложных (призма, линза и т.д.) [1-3]. Вместе с тем, в последние годы были экспериментально реализованы эллипсоидальные КТ, в которых возникает необходимость учета электрон – дырочного взаимодействия [4,5]. В частности, подобная ситуация возникает в случае сильно сплюснутых или вытянутых эллипсоидальных КТ.

Важной областью физики наноструктур является физика экситонов, так как эти квазичастицы играют особую роль в оптических и транспортных свойствах полупроводниковых структур [6,7]. В последнее время к классическим применениям экситонных состояний добавились также новые области применения: квантовая информатика и квантовая оптика. В этих областях актуальными являются задачи создания эффективных и надежных источников одиночных фотонов и источников пар запутанных фотонов [8-10]. Если для решения первой задачи экситоны являются вполне пригодными квазичастицами, то для создания пар запутанных фотонов предлагаются использование многоэкситонных комплексов, в частности, биэкситоны. Эти сложные структуры являются объектами интенсивного исследования в связи с их непростыми свойствами. Важно отметить, что такие сложные структуры являются нестабильными частицами в массивных полупроводниках, в то время как в полупроводниковых наноструктурах, из-за добавочного размерного квантования, стабильность таких структур резко возрастает. Кроме возможности испускания запутанных пар фотонов, биэкситоны обладают также возможностью одновременного двухфотонного поглощения [11-14]. Кроме экситонов и биэкситонов в наноструктурах возможны также создание заряженных многоэкситонных комплексов, таких как трионы и кватернионы [15-17].

В свете вышесказанного, возникает актуальная задача теоретического изучения сложных экситонных комплексов, а также их влияние на характер линейного и нелинейного поглощения в сильно сплюснутой эллипсоидальной КТ (ССЭКТ), когда многочастичное взаимодействие можно рассматривать двумерным. Это и является объектом изучения в данной диссертационной работе.

Цель работы

Целью диссертационной работы является:

- Теоретическое исследование экситонных комплексов, а именно, положительного и отрицательного трионов, биэкситона, положительного и отрицательного кватернионов в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке.
- Исследование таких линейных оптических свойств, как поглощение и фотолуминесценция экситонных комплексов.
- Исследование нелинейных оптических свойств биэкситонных состояний, в частности, нелинейной восприимчивости и двухфотонного поглощения.

- Расчет физических параметров, таких как энергия, энергия связи, энергия оптического перехода и энергия рекомбинации биэкситонных состояний в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке в присутствии внешнего магнитного поля.
- Исследование намагнитченности биэкситона в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке.

Научная новизна

1. В рамках вариационного метода построены волновые функции для нейтральных и заряженных экситонных комплексов в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке. Показано, что энергия экситона очень близка к энергии положительного триона, а энергия биэкситона к энергии отрицательного триона, а наибольшую энергию среди экситонных квазичастиц имеет отрицательный кватернион.
2. Рассчитана энергия связи для экситонных комплексов. Определена область, в которой устойчивость каждой квазичастицы не нарушается. Рассчитана энергия рекомбинации для нейтральных и заряженных экситонных комплексов и получена сильная зависимость малого геометрического параметра эллипсоида от энергии рекомбинации.
3. Выполнена оценка радиационного времени жизни для каждой квазичастицы и показано, что оно лежит в пределах от нескольких до нескольких десятков нс. В зависимости от полуоси эллипсоида радиационное время жизни обоих экситонных комплексов увеличивается с увеличением малой полуоси, так как вероятность рекомбинации уменьшается.
4. Выполнен подробный анализ восприимчивости третьего порядка для однофотонных резонансов и двухфотонного резонанса для переходов экситон-основное состояние, биэкситон - экситон и биэкситон - основное состояние. Нелинейное поглощение для биэкситонных состояний построено на основе мнимой части восприимчивости третьего порядка.
5. Получена зависимость энергии связи магнитоэкситона в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке от геометрических параметров эллипсоида и магнитного поля. Показано, что после некоторого критического значения магнитного поля энергия связи биэкситона становится отрицательной, тем самым нарушается устойчивость биэкситонного состояния.

Научная и практическая ценность

Результаты, полученные в данной диссертационной работе, имеют две составляющие: академическую и практическую. С академической точки зрения сложные численные методы исследования были разработаны в рамках вариационной теории для рассмотрения задач нескольких частиц в полупроводниковых квантовых точках. В частности, построен и реализован трехпараметрический вариационный метод расчета. С практической точки зрения экситонные комплексы могут найти применение для построения полупроводниковых оптоэлектронных приборов нового поколения. В частности, в

последнее время они интенсивно применяются в квантовой технике и квантовой информации в качестве одно- и двухфотонных запутанных источников.

Основные научные положения, выносимые на защиту

1. Новый численный метод минимизации энергии биэкситона с помощью трехпараметрической вариационной функции.
2. Примерное равенство энергии биэкситона удвоенному значению энергии экситона во всем интервале изменения малой полуоси в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке.
3. Синий сдвиг положения пика фотолуминесценции биэкситона при уменьшении малого геометрического параметра эллипсоидальной квантовой точки.
4. Расчет многопиковости спектров поглощения при переходе биэкситона из возбужденного состояния в основной уровень за счет двухфотонных резонансных переходов.
5. Определение уменьшения намагниченности биэкситона, обусловленного увеличением внешнего магнитного поля и малой полуосью эллипсоида.

Апробация работы. Основные результаты, полученные в данной диссертационной работе, обсуждались во время научных семинаров кафедры Общей физики и квантовых наноструктур Инженерно-физического института РАН, а также докладывались на следующих локальных и международных научных конференциях:

- 14th Annual Scientific Conference, RAU, 2019.
- Young scientists Conference "Physics of Nanostructures", RAU 2020.
- International Youth Conference on Electronics, Telecommunications and Information Technologies, SPBSTU 2021.
- XXIII Russian Youth Conference on Physics of Semiconductors and Nanostructures, Semiconductor Opto- and Nanoelectronics, St. Petersburg 2021.
- 15th Annual Scientific Conference, RAU, 2021.
- IEEE 11th International Conference on "Nanomaterials: Applications & Properties", 2021

Публикации. По теме диссертации опубликованы 8 работы. Список приводится в конце автореферата.

Структура и объем работы Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка используемой литературы. Текст изложен на 109 страницах и содержит 58 рисунков, 5 таблиц и 121 наименование литературы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении представлен обзор научной литературы по теме диссертационной работы. Представлена информация о современных исследованиях в области экситонной физики. Сформулированы цели диссертации и приведены ее основные положения.

Первая глава диссертационной работы посвящена изучению сложных экситонных состояний в ССЭКТ из *GaAs*.

В параграфе 1.1 рассматриваются биэкситонные состояния в ССЭКТ с непроницаемыми стенками.

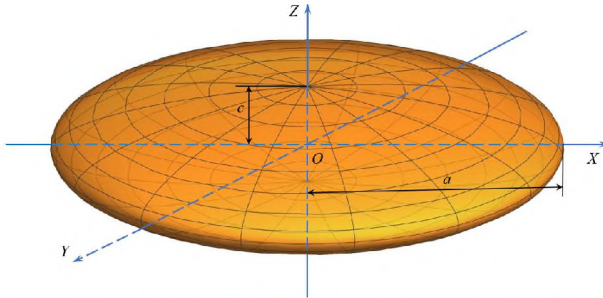


Рис. 1. Схематическое изображение эллипсоидальной КТ.

Потенциальная энергия частицы (электрон, дырка) в цилиндрических координатах записывается в следующем виде:

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

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

Гамильтониан системы имеет следующий вид:

$$\hat{H}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) = \sum_j \frac{\hat{P}_j^2}{2m_j^*} + \sum_j U_{conf}(\vec{r}_j, z_j) + V_{int}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta), \quad (2)$$

где $j = \{1, 2, \alpha, \beta\}$, \vec{r}_1 и \vec{r}_2 – координаты электронов, \vec{r}_α и \vec{r}_β – координаты дырок.

Здесь $V_{int}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta)$ – энергия взаимодействия между частицами, которая включает в себя все взаимодействия электронов и дырок, и имеет следующий вид:

$$V_{int} = \frac{e^2}{\epsilon |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} + \frac{e^2}{\epsilon |\vec{r}_\alpha - \vec{r}_\beta|} - \frac{e^2}{\epsilon |\vec{r}_1 - \vec{r}_\alpha|} - \frac{e^2}{\epsilon |\vec{r}_1 - \vec{r}_\beta|} - \frac{e^2}{\epsilon |\vec{r}_2 - \vec{r}_\alpha|} - \frac{e^2}{\epsilon |\vec{r}_2 - \vec{r}_\beta|}. \quad (3)$$

Специфическая геометрия КТ позволяет использовать геометрическое адиабатическое приближение. Основываясь на сплюсненной геометрии

эллипсоидальной КТ, можно показать, что задача имеет ярко выраженный двумерный характер. Наконец, для уравнения Шредингера мы получаем:

$$\left[\sum_j \left(\frac{\hat{P}_y^2}{2m_j^*} + \frac{\hat{P}_y^2}{2m_j^*} \right) + \sum_j \frac{m_j^* \Omega_j^2}{2} \rho_j^2 + V_{\text{int}}^{2D}(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, \vec{\rho}_\alpha, \vec{\rho}_\beta) \right] \Psi(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, \vec{\rho}_\alpha, \vec{\rho}_\beta) = E_{XX}^{2D} \Psi(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, \vec{\rho}_\alpha, \vec{\rho}_\beta) \quad (4)$$

где $E_{XX}^{2D} = E_{XX} - \sum_j \frac{\pi^2 \hbar^2}{8m_j^* c^2}$ и $\Omega_j = \frac{\pi \hbar}{2m_j^* a c}$ - частота параболического ограничивающего потенциала.

Данная задача была решена в рамках вариационного метода [18], где вариационная волновая функция была сконструирована на основе одночастичных волновых функций электронов и дырок [19]:

$$\Psi_{\text{trial}}(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2, \vec{\rho}_\alpha, \vec{\rho}_\beta) = C \psi_{100}(\vec{\rho}_1) \psi_{100}(\vec{\rho}_2) \psi_{100}(\vec{\rho}_\alpha) \psi_{100}(\vec{\rho}_\beta) \times e^{-\gamma \rho_{\alpha\beta}} \left\{ e^{-\lambda(\rho_\alpha + \rho_\beta) - \delta(\rho_\beta + \rho_{2\alpha})} + e^{-\lambda(\rho_\beta + \rho_{2\alpha}) - \delta(\rho_\alpha + \rho_{2\beta})} \right\} \quad (5)$$

где C - нормировочная константа, $\rho_{jk} = |\vec{\rho}_j - \vec{\rho}_k|$, $j, k = \{1, 2, \alpha, \beta\}$, λ , δ и γ являются вариационными параметрами, которые определяются после минимизации интеграла:

$$E_{XX} = \left\langle \Psi_{\text{trial}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) \left| \hat{H} \right| \Psi_{\text{trial}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) \right\rangle \quad (6)$$

Для сравнения полученных результатов задача также была рассмотрена в рамках принципа неопределенностей Гейзенберга.

В параграфе 1.2, в рамках вариационного метода, рассматриваются положительное и отрицательное трионные состояния в ССЭКТ. Были получены волновые функции а также энергетический спектр данных экситонных комплексов.

В параграфе 1.3 рассматриваются положительное и отрицательное кватернионные состояния в ССЭКТ, для которых были получены волновые функции и энергетический спектр.

В параграфе 1.4, основываясь на полученных результатов, были получены зависимости энергий и энергий связи для всех типов нейтральных и заряженных экситонных комплексов от малой геометрической полуоси ССЭКТ.

На Рис. 2 приведены сравнительные зависимости энергий экситона (X), отрицательного (X^-) и положительного (X^+) трионов, положительного (XX^+), отрицательного (XX^-) и нейтрального (XX) кватернионов от малой полуоси ССЭКТ при фиксированном значении большой геометрической полуоси эллипсоидальной КТ.

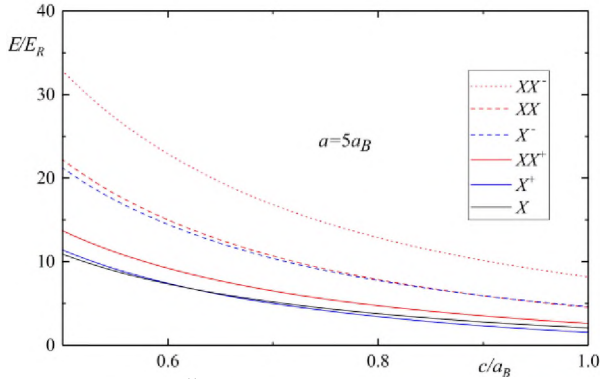


Рис. 2. Зависимости энергий всех рассматриваемых квазичастиц от малой полуоси эллипсоидальной КТ при фиксированном значении большой полуоси.

Из Рис. 2 следует, что энергия экситона очень близка к энергии положительного триона, а энергия биекситона к энергии отрицательного триона. Энергии экситонных комплексов уменьшаются с увеличением параметра c . Следует особо отметить, что энергия биекситона во всем интервале изменения малой полуоси примерно равна удвоенному значению энергии экситона.

На Рис. 3 представлены зависимости энергий связи от малой полуоси эллипсоидальной КТ для экситонных комплексов, где энергия связи рассматривалась как разница энергий связанных и несвязанных состояний.

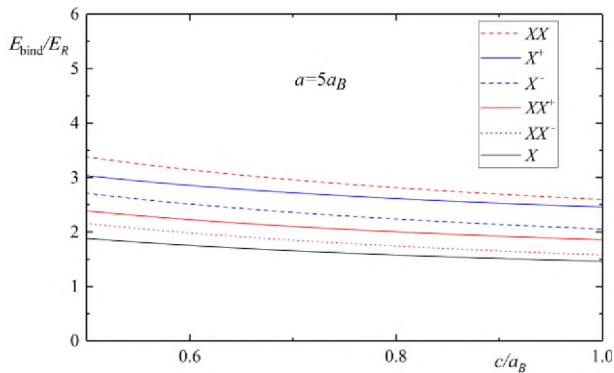


Рис. 3. Зависимости энергий связи всех типов квазичастиц от малой полуоси эллипсоидальной КТ при фиксированном значении большой полуоси.

Из Рис. 3 видно, что все рассматриваемые квазичастицы имеют положительную энергию связи что, в свою очередь, указывает на устойчивость и их существование на данном интервале.

Вторая глава диссертационной работы посвящена изучению линейных и нелинейных оптических свойств сложных экситонных комплексов в ССЭКТ.

В параграфе 2.1 рассматриваются фотолюминесценция и поглощение экситонных комплексов.

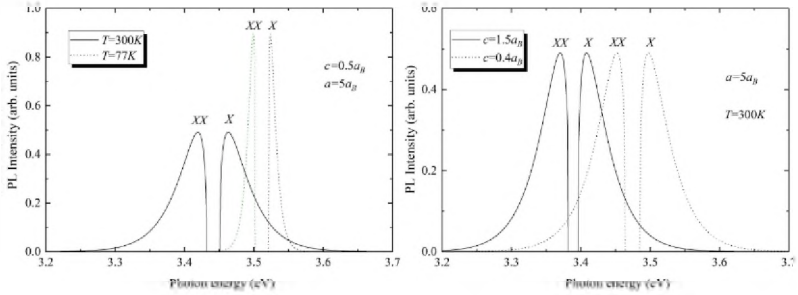


Рис. 4. Зависимости интенсивности фотолюминесценции экситона от энергии фотона для различных значениях температуры (слева) и биэкситона для различных значений малой полуоси (справа).

Как видно из Рис. 4, с уменьшением малой полуоси положение энергетического пика смещается в сторону более высоких энергий (синее смещение).

На Рис. 5 показаны зависимости линейного поглощения экситона и биэкситона от энергии фотона.

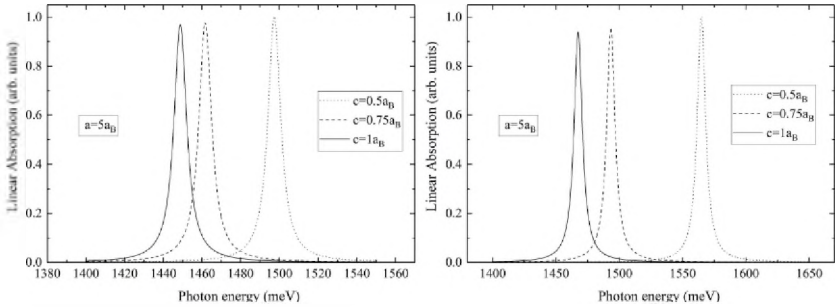


Рис. 5. Зависимости коэффициента линейного поглощения экситона (слева) и биэкситона (справа) от энергии фотона для различных значений малого геометрического параметра эллипсоидальной КТ.

Как видно из Рис. 5, положение пика смещается при изменении малой полуоси. Из рисунка также следует, что уменьшение полуоси ССЭКТ приводит к увеличению пиков интенсивности экситонов и биэкситонов.

В параграфе 2.2 были определены энергии рекомбинации и силы осциллятора сложных экситонных комплексов как функции от малого геометрического параметра эллипсоидальной КТ, а также были оценены времена жизни данных квазичастиц, локализованных в ССЭКТ.

На Рис. 6 приведены зависимости энергий рекомбинации всех типов квазичастиц от малой полуоси эллипсоидальной КТ, где энергия рекомбинации

определяется как разность полной энергии начального и конечного состояний после рекомбинации.

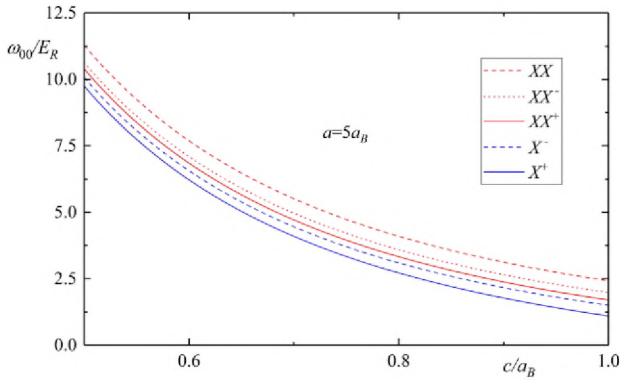


Рис. 6. Зависимости энергий рекомбинации положительных и отрицательных трионов, бикситона, положительных и отрицательных кватернионов на малой полуоси.

Известно, что, определив время жизни экситона, можно также оценить время жизни экситонных комплексов. Для оценки времени жизни экситона использовалась следующая формула, приведенной в [20]:

$$\tau(X) = \frac{2\pi\epsilon_0 mc^3 \hbar^2}{\sqrt{\epsilon} e^2 E_{exc}^2 f}. \quad (7)$$

На Рис. 7 представлены зависимости радиационного времени жизни заряженных экситонных комплексов от малого геометрического параметра эллипсоидальной КТ.

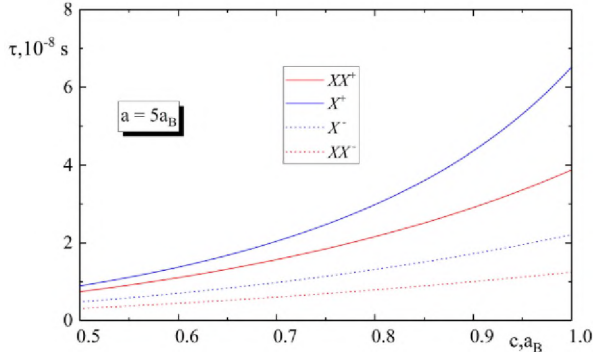


Рис. 7. Зависимости радиационного времени жизни положительных и отрицательных трионов, положительных и отрицательных кватернионов от малой полуоси КТ.

Как видно из рисунка, наибольшее значение времени жизни имеет положительный трион, а наименьшее - отрицательный кватернион. Это связано с тем, что радиационное время жизни обратно пропорционально энергии квазичастицы. Таким образом, чем выше энергия, тем меньше значение радиационного времени жизни.

В параграфе 2.4 изучены нелинейные оптические свойства биэкситона в ССЭКТ.

На Рис. 8 показана диаграмма энергетических уровней с соответствующими переходами из биэкситонных состояний в экситонные и из экситонных состояний в основное состояние.

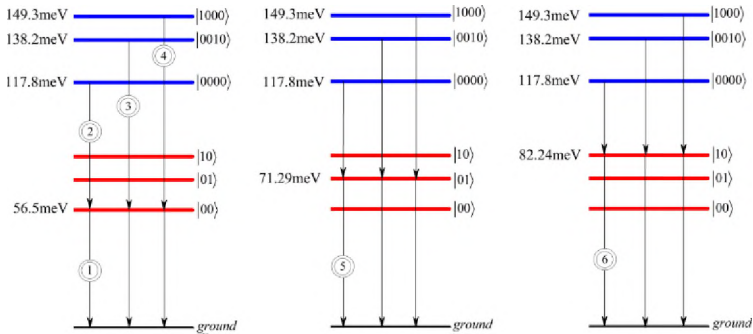


Рис. 8. Диаграмма переходов для биэкситона, экситона и основного состояния. Геометрические параметры эллипсоидальной КТ были выбраны следующими:

$$c = 0.5a_B \text{ и } a = 5a_R$$

Отметим, что были рассмотрены первые три уровня для экситона и биэкситона. Схема этих переходов с соответствующими им энергиями использовалась впоследствии для получения оптических явлений для одно- и двухфотонного резонансов. Здесь были использованы следующие обозначения: $|ij\rangle \rightarrow e^i h^j$ для экситона и $|ijkl\rangle \rightarrow e^i e^j h^k h^l$ для биэкситона, где $i, j, k, l = \{0, 1, 2, \dots\}$ - номер уровня частицы.

На Рис. 9 представлены зависимости действительной и мнимой частей нелинейной восприимчивости третьего порядка биэкситона от энергии фотона для однофотонных резонансов $\omega = \omega_{eg}$ и $\omega = \omega_{oe}$, для двухфотонного резонанса $\omega = \omega_{bg}$, а также зависимости полной восприимчивости от энергии фотона при фиксированных значениях полуосей эллипсоидальной КТ.

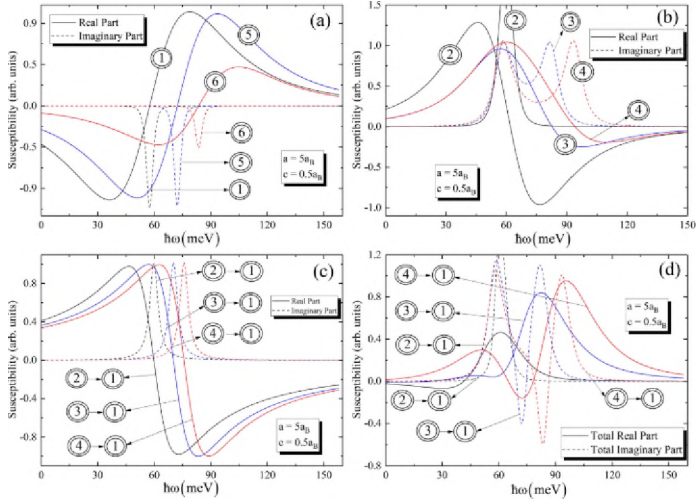


Рис. 9. Действительная и мнимая части восприимчивости основного и возбужденного уровней от энергии фотона для случаев: (a) $\omega = \omega_{eg}$, (b) $\omega = \omega_{be}$, (c) $\omega = \omega_{bg}$, (d) - зависимость действительной и мнимых частей полной восприимчивости от энергии фотона.

Из Рис.9 (b) и 9 (c) следует, что для основного и возбужденного состояний действительные части $\chi^{(3)}$ для $\omega = \omega_{be}$ и $\omega = \omega_{bg}$ меняют знак с положительного на отрицательный, а мнимые части $\chi^{(3)}$ всегда имеют положительные значения. В противоположность этому, действительная часть $\chi^{(3)}$ для $\omega = \omega_{eg}$ меняет свой знак с отрицательного на положительный, а мнимая часть $\chi^{(3)}$ всегда отрицательна (Рис.9(a)). Стоит отметить, что для основного уровня положения пиков близки друг к другу ($\hbar\omega_{eg} = 56.5meV$ и $\hbar\omega_{be} = 61.3meV$), поэтому на Рис. 9(b) виден один объединенный пик с высокой интенсивностью. С другой стороны, различия между энергиями переходов для возбужденных уровней возрастают, вследствие чего на Рис. 9(b) четко видны отдельные пики. Отметим, что основной вклад в общую восприимчивость вносят однофотонные резонансы, а не двухфотонные (Рис.9(d)).

Рис. 10 посвящен исследованию коэффициента поглощения для основного и возбужденного уровней.

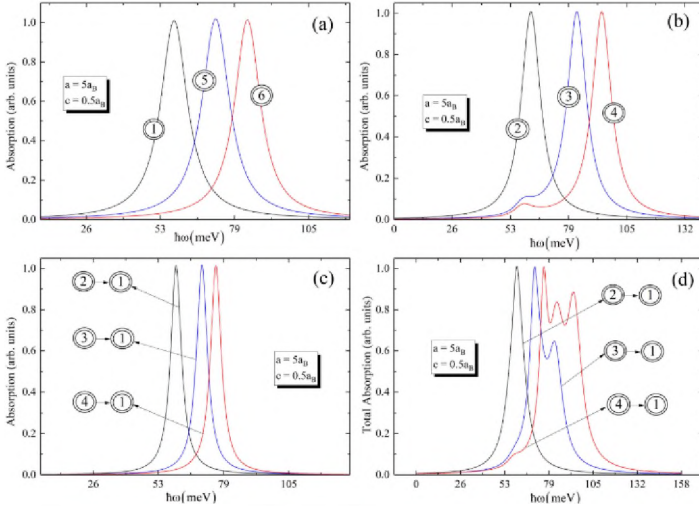


Рис. 10. Зависимости коэффициентов поглощения от энергии фотона для случаев: (а) $\omega = \omega_{eg}$, (б) $\omega = \omega_{be}$, (с) $\omega = \omega_{bg}$, (д) – полный коэффициент поглощения.

Из Рис.10(а) видно, что биекситонные поглощения для основного и возбужденного уровней имеют одинаковые пики, однако поглощение для перехода $|10\rangle$ смещено в сторону более высоких энергий. Такое же поведение можно найти на Рис.10 (b), (c) и (d). Исходя из Рис. 10 (b) и (d) можно сделать вывод, что кривая поглощения для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{be}$ и кривая полного поглощения для основного уровня имеют один пик, а кривые поглощения для переходов $|01\rangle$ и $|10\rangle$ имеют два пика. Происхождение этих пиков можно объяснить поведением $\chi^{(3)}$ вблизи однофотонного резонанса при $\omega = \omega_{be}$. Более того, полное поглощение для перехода $|10\rangle$ имеет несколько пиков, что можно объяснить тем, что различия между энергетическими уровнями влияют на полную энергию.

Третья глава диссертационной работы посвящена исследованию биекситонных состояний в ССЭКТ с непроницаемыми стенками при наличии внешнего магнитного поля.

В параграфе 3.1. в рамках вариационного метода, рассматривается задача биекситонных состояний в ССЭКТ при наличии внешнего магнитного поля. Вариационная волновая функция, как и в первой главе, основана на одночастичных волновых функциях (5). В этом случае волновая функция и энергетический спектр переписываются в виде:

$$\psi(r, \varphi, z) = \frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{2}{L(r)}} \sin\left(\frac{\pi n}{L(r)} z + \frac{\pi n}{2}\right) \times \sqrt{2} \times \left(\gamma_0^2 + \gamma_B^2\right)^{\frac{1}{4}} \frac{\sqrt{n_r!} \Gamma(|m|+1)}{\Gamma^{3/2}(|m|+1+n_r)} e^{\frac{1}{2}\sqrt{\gamma_0^2 + \gamma_B^2} r^2} \left(\sqrt{\gamma_0^2 + \gamma_B^2} r^2\right)^{\frac{|m|}{2}} {}_1F_1\left\{-n_r, |m|+1; \sqrt{\gamma_0^2 + \gamma_B^2} r^2\right\} \quad (8)$$

$$E = \frac{\pi^2 n^2}{4c^2} + \sqrt{\gamma_0^2 + \gamma_B^2} (N+1), \quad N = 0, 1, 2, \dots, \quad (9)$$

где $\gamma_B = \frac{\hbar \omega_p}{2E_R}$ и $\omega_B = \frac{eB}{m^* s}$.

На Рис. 11 изображены зависимости энергии магнитоэкситона от внешнего магнитного поля и от малой полуоси эллипсоидальной КТ, соответственно.

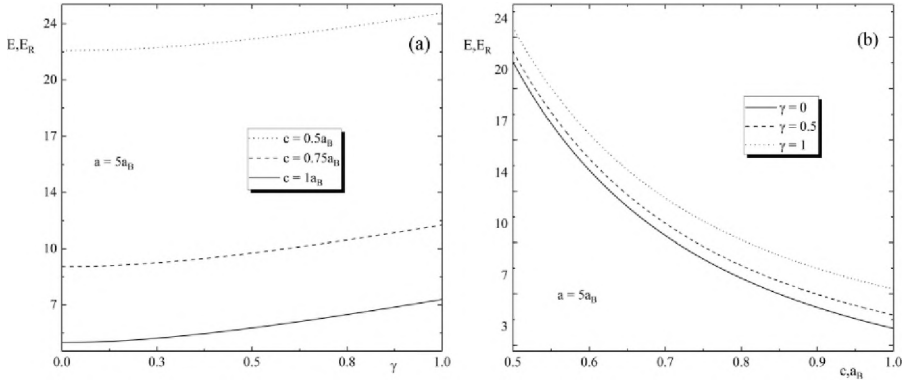


Рис. 11. Зависимость энергии магнитоэкситона от магнитного поля при различных значениях малой полуоси (а) и от малой полуоси при различных значениях магнитного поля (б).

Из Рис. 11 видно, что энергия увеличивается с увеличением магнитного поля. Это связано с дополнительным ограничением, вызванным напряженностью магнитного поля. Стоит отметить, что зависимость от малой полуоси более чувствительна, так как размерное квантование в аксиальном направлении преобладает над радиальным.

Зависимости энергии связи магнитоэкситона как функция от внешнего магнитного поля и от малой полуоси эллипсоидальной КТ показаны на Рис. 12.

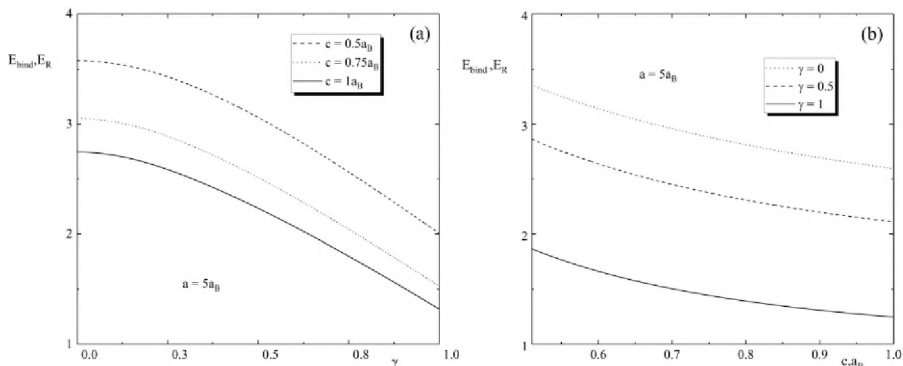


Рис. 12. Зависимость энергии связи магнитобиполарона от магнитного поля (а) и от малого геометрического параметра ССЭКТ (б).

Из Рис. 12 видно, что энергия связи магнитобиполарона уменьшается с увеличением магнитного поля. Кроме того, наименьшую энергию связи имеет магнитобиполарон, имеющий наибольшее значение малой полуоси.

В параграфе 3.2 изучены оптические эффекты магнитобиполаронов в ССЭКТ.

На Рис 13 изображены зависимости энергии рекомбинации магнитобиполарона как от внешнего магнитного поля, так и от малой полуоси эллипсоидальной КТ.

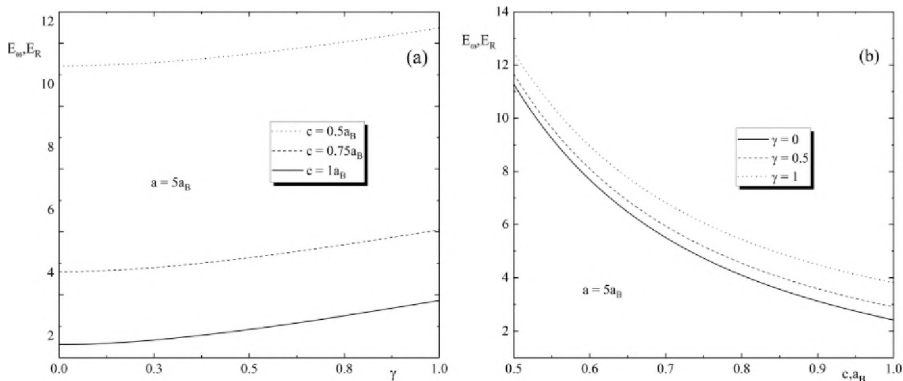


Рис. 13. Зависимость энергии рекомбинации магнитобиполарона от внешнего магнитного поля (а) и от малой полуоси эллипсоидальной КТ (б).

Увеличение магнитного поля приводит к увеличению энергии рекомбинации. С увеличением величины магнитного поля энергия биполарона, как и энергия экситона, увеличивается (см. Рис. 11(а)). Тем не менее, разница между энергиями рекомбинации также увеличивается.

Зависимости времени жизни магнитобиполарона как функция от внешнего магнитного поля и от малой полуоси эллипсоидальной КТ показаны на Рис. 14.

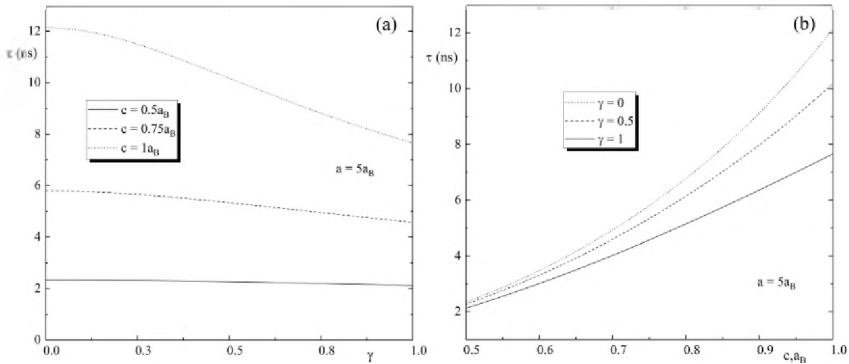


Рис. 14. Зависимость радиационного времени жизни рекомбинации магнитобизкситона от внешнего магнитного поля (а) и от малой полуоси эллипсоида (б).

Как следует из рисунка, время жизни магнитобизкситона уменьшается с ростом внешнего магнитного поля, так как энергия магнитобизкситона увеличивается и обратно пропорциональна радиационному времени жизни. Радиационное время жизни магнитобизкситона в эллипсоидальной КТ составляет несколько наносекунд. Например, для средних значений $\gamma \approx 1$, $a = 5a_B$ и $c = 0.5a_B$ радиационное время жизни составляет $\tau = 7.65 ns$, а радиационное время жизни при $\gamma \approx 0.25$ равно $\tau = 11.49 ns$.

В параграфе 3.3 рассматривается намагниченность бизкситона в ССЭКТ. Полная намагниченность системы рассматривается как производная по магнитному полю от полной энергии магнитобизкситона и оценивается с помощью следующего выражения:

$$M = -\frac{\partial E(XX)}{\partial B}. \quad (10)$$

Рис. 15 посвящен исследованию намагниченности магнитобизкситона. На Рис. 15 (а) показана зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля для различных значений малого геометрического параметра при фиксированном большом геометрическом параметре, а на Рис. 15 (б) - зависимость намагниченности от малой полуоси эллипсоида КТ для различных значений внешнего магнитного поля.

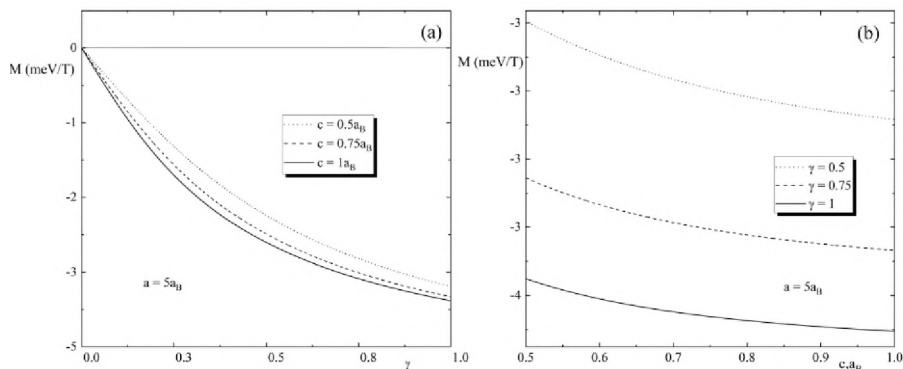


Рис. 15. Зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля (а) и от малой полуоси эллипсоидальной КТ (б).

Из рисунка следует, что намагниченность уменьшается с увеличением внешнего магнитного поля и малого геометрического параметра эллипсоидальной КТ. Стоит отметить, что намагниченность возрастает по модулю, так как с увеличением внешнего магнитного поля отклик системы становится сильнее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении представим основные результаты предлагаемой диссертационной работы:

1. В рамках вариационного метода и принципа неопределенности Гейзенберга рассчитаны минимальные энергии заряженных и нейтральных экситонных комплексов. Пробные вариационные функции построены на основе одночастичной волновой функции, имеющей три вариационных параметра для трионов и кватернионов и один для экситона. Рассчитаны зависимости энергий связи выше указанных квазичастиц в зависимости от геометрических параметров эллипсоидальной КТ. Все энергии были сопоставлены друг с другом.
2. Рассчитаны энергии рекомбинации заряженных и нейтральных экситонных комплексов в зависимости от малого геометрического параметра эллипсоидальной КТ. Выявлены частоты рекомбинационного излучения при различных сочетаниях геометрических параметров ССЭКТ для всех сложных экситонных комплексов, находящихся в терагерцовой области излучения. Получены зависимости силы осциллятора этих квазичастиц в зависимости от малого геометрического параметра эллипсоидальной КТ. Построены графики линейного поглощения экситона и биэкситона. Получены зависимости спектров фотолуминесценции экситона и биэкситона в зависимости от геометрических параметров эллипсоида и температуры. Оценены

радиационные времена жизни указанных выше квазичастиц, локализованных в эллипсоидальной КТ.

3. В рамках вариационного метода рассчитаны энергии бикситона для основного и возбужденного состояний (до 12-го уровня). Энергетическая диаграмма бикситона рассчитана для двух наборов геометрических параметров эллипсоида. Продемонстрированы сдвиги энергетических уровней, вызванные изменением размеров КТ. Для построения квантовых переходов между бикситоном и экситоном рассматривались только первые три уровня энергии. Рассмотрены соответствующие силы осцилляторов экситонных переходов, а именно для переходов бикситон-экситон и экситон-основное состояние.
4. Обсуждены действительная и мнимая части восприимчивостей третьего порядка для однофотонных резонансов при $\omega = \omega_{eg}$ и $\omega = \omega_{be}$ для основного и возбужденного уровней, а также для двухфотонного резонанса при $\omega = \omega_{bg}$. Показано, что для основного и возбужденного уровней действительные части $\chi^{(3)}$ для однофотонного резонанса при $\omega = \omega_{be}$ и для двухфотонного резонанса при $\omega = \omega_{bg}$ меняют знак с положительного на отрицательный, а мнимые части $\chi^{(3)}$ всегда имеют положительные значения. С другой стороны, действительная часть $\chi^{(3)}$ для однофотонного резонанса при $\omega = \omega_{eg}$ меняет знак с отрицательного на положительный, а мнимая часть $\chi^{(3)}$ всегда отрицательна. Получается, что сильный пик для однофотонного резонанса при $\omega = \omega_{be}$ для основного состояния состоит из двух объединенных пиков, а для возбужденных состояний эти пики заметно разделены. Отношение однофотонных резонансов к двухфотонному имеет 4-ый порядок.
5. Рассчитаны энергии связи, рекомбинации и оптического перехода магнитобикситонов в зависимости от магнитного поля, малых и больших геометрических параметров эллипсоидальной КТ. Определены критические значения магнитного поля, до которых применимо геометрическое адиабатическое приближение. Это показывает, что метод адиабатического приближения применим даже для сильных реалистичных магнитных полей, так как критические значения составляют около $5T$. Дополнительно, показаны зависимости намагниченности бикситона от малой полуоси эллипсоидальной КТ и от магнитного поля. Оценено радиационное время жизни магнитобикситона в зависимости от магнитного поля и от малой полуоси эллипсоидальной КТ. Показано, что время жизни магнитобикситона составляет порядка наносекунд.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. W. Xie. "Impurity effects on optical property of a spherical quantum dot in the presence of an electric field". *Physica B: Condensed Matter*, **405(16)**, pp.3436-3440, 2010.
2. L. Liu, J. Li and G. Xiong. "Studies of the third-order nonlinear optical susceptibility for $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ cylinder quantum dots". *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **25(4)**, pp.466-471, 2005.
3. M.A. Mkrtychyan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan, M.Y. Vinnichenko, V.A. Shalygin, D.A. Firsov and L.S. Petrosyan. "Effects of an External Magnetic Field on the Interband and Intraband Optical Properties of an Asymmetric Biconvex Lens-Shaped Quantum Dot". *Nanomaterials*, **12(1)**, p.60, 2021.
4. J.H. Blokland, M. Bozkurt, J.M. Ulloa, D. Reuter, A.D. Wieck, P.M. Koenraad, P.C.M. Christianen, J.C. Maan. "Ellipsoidal InAs quantum dots observed by cross-sectional scanning tunneling microscopy". *Applied Physics Letters*. **94(2)**, p. 023107, 2009.
5. K.M. Gambaryan, V.A. Aroutiounian, V.G. Harutyunyan. "Nucleation features and energy levels of type-II InAsSbP quantum dots grown on InAs (100) substrate". *Applied Physics Letters* **101(9)**, p. 093103, 2012.
6. S.A.E. Moskalenko, S.A. Moskalenko and D.W. Snoke. Bose-Einstein condensation of excitons and biexcitons: and coherent nonlinear optics with excitons. *Cambridge University Press*, 2000.
7. S. Glutsch. Excitons in low-dimensional semiconductors: theory numerical methods applications (Vol. 141). *Springer Science & Business Media*, 2004.
8. P. Senellart, G. Solomon and A. White. "High-performance semiconductor quantum-dot single-photon sources". *Nature nanotechnology*, **12(11)**, pp.1026-1039, 2017.
9. T.M. Stace, G.J. Milburn and C.H.W. Barnes. "Entangled two-photon source using biexciton emission of an asymmetric quantum dot in a cavity". *Physical Review B*, **67(8)**, p.085317, 2003.
10. H. Gotoh, H. Sanada, H. Yamaguchi and T. Sogawa. "Direct Biexciton Creation with Two-Photon Excitation for Ideal Entangled Photon Pair Emissions in Optically Active Quantum Dots". *Japanese Journal of Applied Physics*, **52(12R)**, p.120202, 2013.
11. K. Brunner, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Tränkle and G. Weimann. "Sharp-line photoluminescence and two-photon absorption of zero-dimensional biexcitons in a GaAs/AlGaAs structure". *Physical review letters*, **73(8)**, p.1138, 1994.
12. G. Chen, T.H. Stievater, E.T. Batteh, X. Li, D.G. Steel, D. Gammon, D.S. Katzer, D. Park and L.J. Sham. "Biexciton quantum coherence in a single quantum dot". *Physical review letters*, **88(11)**, p.117901, 2002.
13. Y. Ota, S. Iwamoto, N. Kumagai and Y. Arakawa. "Spontaneous two-photon emission from a single quantum dot". *Physical review letters*, **107(23)**, p.233602, 2011.
14. M. Scheibner, S.E. Economou, I.V. Ponomarev, C. Jennings, A.S. Bracker, D. Gammon. "Two-photon absorption by a quantum dot pair". *Physical Review B*, **92(8)**, p.081411, 2015.
15. G.A. Narvaez, G. Bester, and A. Zunger. "Excitons, biexcitons, and trions in self-assembled (In, Ga) As/Ga As quantum dots: Recombination energies, polarization,

- and radiative lifetimes versus dot height.” *Physical Review B*, **72(24)**, p.245318, 2005
16. 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 and C. Riva. “Binding energies of positive and negative trions: From quantum wells to quantum dots”. *Physical Review B*, **72(3)**, p.035332, 2005.
 17. M. Shirane, Y. Igarashi, Y. Ota, M. Nomura, N. Kumagai, S. Ohkouchi, A. Kirihara, S. Ishida, S. Iwamoto, S. Yorozu and Y. Arakawa. “Charged and neutral biexciton–exciton cascade in a single quantum dot within a photonic bandgap”. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **42(10)**, pp.2563-2566, 2010.
 18. T. Takagahara. “Biexciton states in semiconductor quantum dots and their nonlinear optical properties”. *Physical Review B*, **39(14)**, p.10206, 1989.
 19. D.B. Hayrapetyan, K.G. Dvovyan, E.M. Kazaryan. “Direct interband light absorption in a strongly oblated ellipsoidal quantum dot”. *Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)*, **42(4)**, pp.151–157, 2007.
 20. V.A. Fonoberov, A.A. Balandin. “Origin of ultraviolet photoluminescence in ZnO quantum dots: Confined excitons versus surface-bound impurity exciton complexes”. *Applied physics letters*, **85(24)**, pp. 5971–5973, 2004.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Y.Y. Bleyan, D.B. Hayrapetyan. Magnetobiexciton in Strongly Oblate Ellipsoidal Quantum Dot, *Physica B: Condensed Matter*, **632**, p. 413725, 2022.
2. Y.Y. Bleyan. Optical Properties of MagnetoBiexciton in Ellipsoidal Quantum Dot, *IEEE 11th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties*, 1-3, 2021.
3. Y.Y. Bleyan. Binding Energy of Magnetobiexciton in Ellipsoidal Quantum Dot, *International Youth Conference on Electronics, Telecommunications and Information Technologies*, **268**, pp. 363-368, 2022.
4. Y.Y. Bleyan, Theoretical Investigation of Different Types of Trion States in GaAs Ellipsoidal Quantum Dot, *Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)*, **55(2)**, pp. 137-143, 2020.
5. Y.Y. Bleyan, D.B. Hayrapetyan. Tuning Terahertz Recombination Transitions of Quaternion States in Ellipsoidal Quantum Dot, *Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)*, **54(2)**, pp. 153-159, 2019.
6. D.B. Hayrapetyan, Y.Y. Bleyan, D.A. Baghdasaryan, H.A. Sarkisyan, S. Baskoutas, E.M. Kazaryan. Biexciton, negative and positive trions in strongly oblate ellipsoidal quantum dot, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **105**, 47-55, 2019.
7. Y.Y. Bleyan, D.B. Hayrapetyan, H.A. Sarkisyan, E.M. Kazaryan. Optical properties of biexcitons in ellipsoidal quantum dot, *In Quantum Technologies. International Society for Optics and Photonics*, **10674**, p. 106741Q, 2018.
8. Y.Y. Bleyan. Estimation of the radiative lifetime of exciton and biexciton states in ellipsoidal quantum dot, *Conference Proceedings of Russian-Armenian University*, 91-96, 2020.

ԱՄՓՈՓԱԳԻՐ

1. Հաշվարկվել են չեզոք և լիցքավորված էքսիտոնային կոմպլեքսների նվազագույն էներգիաները վարիացիոն մեթոդի և Հայգենբերգի անորոշության սկզբունքի շրջանակներում: Վարիացիոն ալիքային ֆունկցիաները կառուցվել են մեկ-մասնիկային ալիքային ֆունկցիաների վրա, ունենալով երեք վարիացիոն պարամետրեր՝ սրիոնների և քվատերնիոնների համար և մեկ պարամետր՝ էքսիտոնի համար: Հաշվարկվել են վերը նշված էքսիտոնային կոմպլեքսների կապի էներգիաների կախվածությունները էլիպսարդային քվանտային կետի երկրաչափական պարամետրերից: Գատարվել է բոլոր էներգիաների համեմատում:
2. Ստացվել են լիցքավորված և չեզոք էքսիտոնային կոմպլեքսների ռեկոմբինացիայի էներգիաները ինչպես ֆունկցիա էլիպսարդային քվանտային կետի փոքր երկրաչափական պարամետրից: Հաշվարկված են մեծ և փոքր կիսաառանցքների այն արժեքները, որոնց դեպքում էքսիտոնային կոմպլեքսների ռեկոմբինացիայի էներգիաները ընկած են տերահերցային տիրույթում: Ստացվել են վերը նշված քվադրմասնիկների օցիլյատորային ուժերը: Որոշվել են էքսիտոնի և բիէքսիտոնի գծային կլանումը և ֆոտոլյումինեսցենցիան: Ֆոտոլյումինեսցենցիան դիտարկվել է ինչպես ֆունկցիա էլիպսարդի երկրաչափական պարամետրերից և ջերմաստիճանից: Գնահատվել են լիցքավորված և չեզոք էքսիտոնային կոմպլեքսների ճառագայթային կլանքի տևողությունները:
3. Որոշվել են բիէքսիտոնի էներգիաները հիմնական և մինչև 12րդ գրգռված վիճակների համար վարիացիոն մեթոդի շրջանակներում: Ստացվել է բիէքսիտոնի էներգիական դիագրամը էլիպսարդի երկրաչափական պարամետրերի տարբեր արժեքների համար: Ցույց են տրվել էներգիայի մակարդակների շեղումները պայմանավորված քվանտային կետի չափերով: Բիէքսիտոնի և էքսիտոնի միջև քվանտային անցումները դիտարկվել են միայն առաջին երեք մակարդակների համար: Դիտարկվել են էքսիտոնային անցումների համապատասխան օցիլյատորային ուժերը, մասնավորապես, բիէքսիտոն-էքսիտոն, էքսիտոն-հիմնական վիճակ:

4. Ուսումնասիրվել են բիէքսիտոնի հիմնական և գրգռված վիճակների համար երրորդ կարգի ոչ զծային ընկալունակությունների իրական և կեղծ մասերը մեկֆոտոնային $\omega = \omega_{eg}$ և $\omega = \omega_{be}$ ինչպես նաև երկֆոտոնային $\omega = \omega_{bg}$ ռեզոնանսային հաճախությունների համար: Ցույց է տրվել, որ հիմնական և գրգռված մակարդակների համար $\chi^{(3)}$ -ի իրական մասերը մեկֆոտոնային $\omega = \omega_{be}$ ռեզոնանսի և երկֆոտոնային $\omega = \omega_{bg}$ ռեզոնանսի համար փոխում են իրենց նշանները դրականից բացասական այն դեպքում, երբ կեղծ մասերը միշտ բացասական են: Մյուս կողմից, $\chi^{(3)}$ -ի իրական մասը մեկֆոտոնային $\omega = \omega_{eg}$ ռեզոնանսի համար փոխում է իր նշանը բացասականից դրական և կեղծ մասը միշտ դրական է: Ստացվել է, որ հիմնական վիճակի համար ստացված պիկը մեկֆոտոնային $\omega = \omega_{be}$ ռեզոնանսի համար կազմված է երկու միացյալ պիկերից այն դեպքում, երբ գրգռված վիճակների համար այդ պիկերը տեսնելիորեն առանձնացված են: Մեկֆոտոնային ռեզոնանսների հարաբերությունը երկֆոտոնային ռեզոնանսին մոտավորապես 4-րդ կարգի է:
5. Հաշվարկվել են մագնետոբիէքսիտոնի կապի, ռեկոմբինացիայի և օպտիկական անցման էներգիաները՝ կախված արտաքին մագնիսական դաշտից և էլիպսարդային քվանտային կետի մեծ և փոքր երկրաչափական պարամետրերից: Որոշվել են մագնիսական դաշտի այն սահմանային արժեքները, մինչև որոնց երկրաչափական ադիաբատական մոտավորությունը կիրառելի է: Ցույց է տրվել, որ երկրաչափական ադիաբատական մոտավորությունը կիրառելի է նաև ուժեղ իրատեսական դաշտերի դեպքում, քանի որ սահմանային արժեքները մոտավորապես ունեն 5 Տլ կարգ: Ի լրումն, ստացվել են բիէքսիտոնի մագնիսացվածության կախվածությունները էլիպսարդի փոքր կիսաառանցքից և արտաքին մագնիսական դաշտից: Գնահատվել է մագնետոբիէքսիտոնի կյանքի տևողությունը թե՛ արտաքին մագնիսական դաշտից և թե՛ էլիպսարդային քվանտային կետի երկրաչափական պարամետրերից: Ցույց է տրվել, որ այն ընկնում է նանովայրկյանային տիրույթ:

CONCLUSION

1. The minimum energies of charged and neutral excitonic complexes have been calculated in the framework of Heisenberg uncertainty principle and variational method. The trial variational functions have been constructed based on single-particle wave function, having three variational parameters for the trions and quaternions and one for the exciton. The dependences of the binding energies of the above mentioned quasiparticles have been calculated as a function of the ellipsoidal QD's geometrical parameters. The all energies have been compared with each other.
2. The recombination energies of charged and neutral excitonic complexes have been calculated as a function of the small geometrical parameter of the ellipsoidal QD. The frequencies of the recombination radiation have been revealed for different combinations of the SOEQD geometric parameters for all types of quaternions, which are in the terahertz radiation region. The dependences of oscillator strength of these quasiparticles have been obtained as a function on the small geometrical parameter of the ellipsoidal QD. The linear absorption of exciton and biexciton has been plotted. The dependences of PL spectra of exciton and biexciton for the crossover states have been obtained as a function of the geometrical parameters of the ellipsoid and temperature. The radiative lifetimes of the above mentioned quasiparticles, localized in the ellipsoidal QD, have been estimated.
3. The biexciton energies for the ground and excited states (up to the 12th level) have been calculated in the scope of the variational method. The energy diagram for the biexciton has been calculated for two sets of geometrical parameters of the ellipsoid. The shifts of the energy levels, caused by the change of the QD's sizes, have been demonstrated. To construct quantum transitions between biexciton and exciton, only first three energy levels have been considered. Corresponding oscillator strengths of excitonic transitions, namely for biexciton-exciton and exciton-ground state transitions, have been considered.
4. The real and imaginary parts of third-order susceptibilities around one-photon resonances at $\omega = \omega_{eg}$ and $\omega = \omega_{be}$ for ground and excited levels, as well as around two-photon resonance at $\omega = \omega_{bg}$ have been discussed. It has been shown, that for ground and excited levels the real parts of $\chi^{(3)}$ around one-photon resonance at $\omega = \omega_{be}$ and around two-photon resonance at $\omega = \omega_{bg}$ change their sign from positive to negative, while the imaginary parts of $\chi^{(3)}$ always have positive values. On the other hand, the real part of $\chi^{(3)}$ around one-photon resonance at $\omega = \omega_{eg}$ changes its sign from negative to positive, and the imaginary part of $\chi^{(3)}$ is always negative. It turns out, that the strong peak for one-photon resonance at $\omega = \omega_{be}$ for the ground state consists of two merged peaks, while for the excited states these peaks are visibly separated. The ratio of the one-photon resonances to the two-photon resonance is of 4th order.

5. Binding, recombination and optical transition energies for the magnetobiexciton have been calculated as a function of magnetic field, small and large geometrical parameters of the ellipsoidal QD. The critical values of magnetic field, until which the used geometrical adiabatic approximation is applicable, have been decided. It shows that the adiabatic approximation method is applicable even for the strong realistic magnetic fields, as the critical values are about 5T. Additionally, the dependences of the biexciton magnetization on the small semiaxis of the ellipsoidal QD and magnetic field have been depicted. The magnetobiexciton radiative lifetime as a function of the magnetic field as well as ellipsoidal QD's small semiaxis is estimated. It has been shown that the magnetobiexciton lifetime is about nanoseconds.