

12.03

## Экситоны в квантовых ямах на основе ZnO

© М.Н. Батаев<sup>1</sup>, Н.Г. Философов<sup>1</sup>, А.Ю. Серов<sup>1</sup>, В.Ф. Агекян<sup>1</sup>,  
С. Mohrain<sup>2</sup>, В.П. Кочерешко<sup>1,3,¶</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт Петербург, Россия

<sup>2</sup> Centre de Recherche sur l'Hetero-Epitaxie et ses Applications-CNRS, Rue Bernard Gregory,  
Valbonne, France

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт Петербург, Россия

¶ E-mail: Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 22 мая 2018 г.)

Детально исследованы спектры отражения и фотолюминесценции структур ZnO/Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O с квантовыми ямами ZnO и толстыми слоями ZnO и Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O в зависимости от температуры, интенсивности и длины волны возбуждения. Идентифицированы все наблюдаемые в спектрах линии, установлено, что встроенное электрическое поле не оказывает такого сильного влияния на спектр, как это предполагалось. По-видимому, встроенное поле эффективно экранируется носителями, перешедшими в зоны с уровнем доноров и акцепторов. Проведена оценка параметров, определяющих свойства экситона в оксиде цинка.

Работа частично поддержана грантом СПбГУ № 11.37.210.2016.

DOI: 10.21883/FTT.2018.12.47356.143

### 1. Введение

Оксид цинка является весьма перспективным полупроводником для различных применений. Его свойства сходны со свойствами нитрида галлия, который уже стал незаменимым материалом в оптоэлектронике. При этом технология изготовления структур на основе ZnO проще и качество этих структур выше по сравнению с GaN. В последние годы ZnO активно исследуется в связи с перспективой придания ему новых магнитных свойств.

Как полупроводник ZnO известен давно [1], наиболее полный обзор свойств ZnO содержится в диссертации [2]. Однако, в литературе наблюдается сильное разночтение не только в отношении параметров этого материала, но и в отношении идентификации многочисленных линий, наблюдающихся в его спектре излучения, даже в относительно недавних статьях мы находим противоречивые данные.

Причины такого разночтения связаны с тем, что в ZnO, как правило, содержится много примесей, добавок к этому в гетероструктурах на основе оксида цинка возможно присутствие встроенного пьезоэлектрического поля, вызванного механическими напряжениями вследствие рассогласования параметров решетки материалов на интерфейсах.

В отличие от классических полупроводниковых структур экситонные линии в спектрах излучения ZnO слабы по сравнению с линиями примесного происхождения. Вследствие этого интерпретация структуры спектров фотолюминесценции, отражения и пропускания ZnO вызывает определенные затруднения.

В данной работе мы провели комплексное исследование оптических свойств структуры с квантовыми ямами

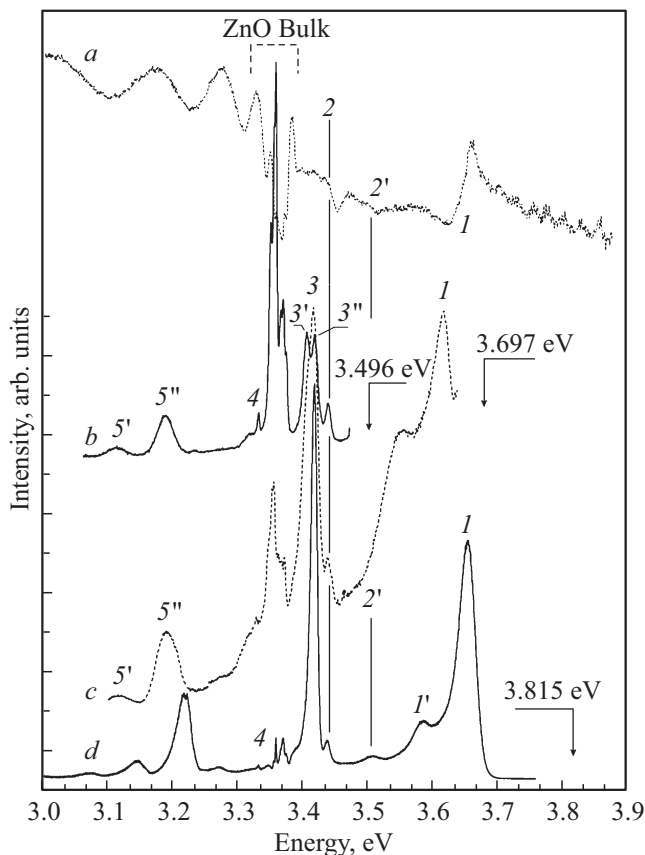
на основе ZnO с целью надежно идентифицировать экситонные линии и, по возможности, определить параметры экситонов и встроенного электрического поля.

### 2. Эксперимент

Исследованные образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из сапфира. Толщина буферного слоя ZnO, сформированного непосредственно на *c*-плоскости сапфира, составляет 2 μm. Затем были выращены барьерный слой Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O толщиной 200 nm, две квантовые ямы ZnO толщиной 2.7 nm и 7.1 nm, разделенные барьером Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O толщиной 200 nm, и покрывающий слой Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O толщиной 200 nm. Исследовались спектры отражения и фотолюминесценции этой структуры при различных энергиях кванта возбуждающего света, плотностях мощности возбуждения и температурах.

На рис. 1 представлен спектр отражения исследуемой структуры (кривая *a*). Контур отражения (*I*) с энергией 3.65 eV, близкой к ширине запрещенной зоны Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O, связан с экситонным резонансом в Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O. Обращает на себя внимание то, что этот контур „перевернут“, то есть с увеличением энергии коэффициент отражения сначала уменьшается, достигает минимума, а затем растет, достигая максимума. Такая форма контура экситонного отражения не является типичной для объемных полупроводников.

Причина „вращения“ контура экситонного отражения подробно обсуждается в монографии [3], она связана с существованием достаточно толстого безэкситонного „мертвого“ слоя в приповерхностной области объемных кристаллов. Переворот контура отражения часто



**Рис. 1.** Оптические спектры структуры ZnO/Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O с двумя квантовыми ямами ZnO шириной 2.7 и 7.1 нм. *a* — спектр отражения при нормальном падении света; *b* — спектр фотолюминесценции при возбуждении с энергией 3.503 eV; *c* — спектр фотолюминесценции при возбуждении с энергией 3.679 eV; *d* — спектр фотолюминесценции при возбуждении с энергией 3.815 eV. Линия (1) соответствует экситону в барьерных слоях Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O; линии (2) и (3) соответствуют экситону и триону в узкой квантовой яме; область обозначенная (Bulk ZnO) соответствует экситонам в буферном слое ZnO; линия (4) соответствует экситону в широкой квантовой яме; линии (5) соответствуют донорно акцепторным парам в слое ZnO.

наблюдается и в структурах с квантовыми ямами, он вызван интерференцией света в безэкситонном барьерном слое [4], который является аналогом „мертвого“ слоя в объемных полупроводниках. Пользуясь результатами работы [4], можно легко оценить толщину безэкситонного слоя. Для контура отражения, необходимо, чтобы набег фазы при прохождении светом безэкситонного слоя составлял, это условие соответствует толщине слоя порядка 32 нм при величине фонового показателя преломления [5].

Подобный переворот контура экситонного отражения наблюдался и в структурах на основе GaN [6], где образование мертвого слоя связано с экранированием в приповерхностной области встроеного пьезоэлектрического поля, возникшего вследствие рассогласования постоянных решетки материалов подложки и различных

слоев гетероструктуры. Вдали от поверхности это поле экранируется свободными носителями и напряженность его невелика (см. рис. 4). Вблизи поверхности наличие электрического поля приводит к ионизации экситона и сдвигу его резонансной энергии. Такая ситуация возможна и в нашем случае, поскольку структура соединений Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O и GaN одинакова и их диэлектрические параметры близки.

В работе [6] для нитрида галлия было установлено, что величина ионизирующего экситон электрического поля составляет порядка  $1.46 \cdot 10^5$  V/cm, а толщина безэкситонного слоя равна 45 нм при концентрации свободных носителей  $2.2 \cdot 10^{17}$  cm<sup>-3</sup> (см. также [3]). Концентрация свободных электронов определяется из условия, что электростатическое поле экранируется на длине безэкситонного слоя. Напряженность поля, ионизирующего экситон, можно оценить по аналогии с атомом водорода. Для атома водорода эта величина составляет  $F_{1H} = 2.57 \cdot 10^9$  V/cm, тогда для экситона —  $F_1(\mu/m_0)^2 \epsilon_{\infty}^{-2} \epsilon_0 F_{1H} \approx 2.4 \cdot 10^5$  V/cm (здесь  $\mu$  — приведенная масса экситона,  $\mu = 0.22m_0$ , где  $m_0$  — масса электрона,  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_{\infty}$  — статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости). В работе [6] для нитрида галлия использовались значения  $\epsilon_0 = 8.9$  и  $\epsilon_{\infty} = 5.35$ .

Поскольку в ZnO радиус экситона составляет лишь около 20 нм, при рассмотрении экранирования кулоновского поля в экситоне следует использовать высокочастотное значение диэлектрической постоянной  $\epsilon_{\infty} = 6.7$ , а для экранирования статического поля низкочастотное значение  $\epsilon_0 = 8$ . Используя результаты работы [6] и учитывая различие параметров ZnO и GaN, получаем, что длина экранирования приповерхностного поля в ZnO составляет 33 нм при концентрации электронов  $3 \cdot 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>. Эта величина совпадает с дебаевской длиной экранирования при той же концентрации электронов и температуре 2 К.

Следует заметить, что полученное значение концентрации электронов является оценочным, поскольку мы предполагаем, что приповерхностное поле полностью ионизует экситон. Это условие не является обязательным, даже в заметно меньших полях экситонное затухание оказывается достаточно большим, чтобы можно было говорить о „мертвом“ слое. Кроме того, мы считали, что носители полностью экранируют приповерхностное поле, что также не обязательно — небольшое поле может сохраниться в объемной области структуры.

Для описания формы контура отражения экситона в слоях Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O и определения экситонных параметров можно воспользоваться общепринятым выражением для зависимости диэлектрической проницаемости от частоты света  $\omega$  вблизи экситонного резонанса

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_b + \frac{\epsilon_b \omega_{LT}}{\omega_T - \omega - i\Gamma}.$$

Здесь:  $\omega_{LT}$  — величина продольно-поперечного расщепления,  $\epsilon_b \approx 8$  — фоновая диэлектрическая проницаемость,  $\omega_T$  резонансная частота экситона,  $\Gamma$  — экситонное затухание. Так как  $\omega_{LT}/\Gamma \ll 1$ , пространственной дисперсией можно пренебречь.

Зная амплитуду и ширину контура экситонного отражения, можно определить величину продольно поперечного расщепления и диссипативное затухание экситона [7]. Ширина контура отражения в нашем случае составляет 36 meV, она равна удвоенной величине диссипативного затухания  $\Gamma$ , амплитуда контура составляет  $0.2R_0$  (20% от усредненного значения коэффициента отражения от поверхности  $\text{Zn}_{0.78}\text{Mg}_{0.22}\text{O}$ ). Здесь  $R_0$  — коэффициент отражения света от поверхности,  $R_0 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ ,  $n$  — показатель преломления света. Отсюда получаем, что величина продольно поперечного расщепления  $\omega_{LT}$  объемного экситона в  $\text{Zn}_{0.78}\text{Mg}_{0.22}\text{O}$  составляет около 2 meV. Эта простая оценка хорошо согласуется с данными для экситона серии А в ZnO [1].

Ниже по энергии от линии отражения экситона в барьерном слое наблюдается линия отражения (2) (рис. 1, кривая а). Мы относим эту линию, имеющую энергию 3.444 eV и ширину около 10 meV, к основному состоянию экситона в квантовой яме шириной 2.7 nm. Линию отражения (2') с энергией 3.51 eV можно отнести к возбужденному состоянию этого экситона. Ширина этой линии равна 20 meV, что заметно превышает ширину линии основного состояния экситона. По амплитуде и ширине линии (2) можно оценить величину радиационного затухания экситона в квантовой яме [7]. В случае узкой квантовой ямы радиационная ширина линии  $\Gamma_0$  связана с продольно-поперечным расщеплением соотношением

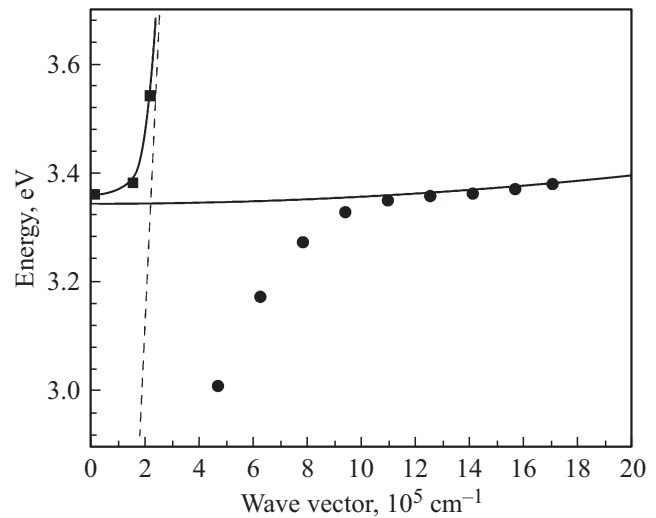
$$\Gamma_0 = k\omega_{LT}^{\text{eff}}a. \quad (2)$$

Здесь  $\Gamma_0$  — радиационное затухание экситона в квантовой яме,  $a$  — ширина квантовой ямы,  $k = \frac{\omega}{c}n$  — волновой вектор света,  $\omega_{LT}^{\text{eff}}$  — эффективная величина продольно поперечного расщепления, для узкой квантовой ямы  $ka \ll 1$ .

Мы получаем, что радиационное затухание экситона в квантовой яме  $\Gamma_0 \approx 0.6$  meV, что соответствует величине эффективного продольно-поперечного расщепления  $\omega_{LT}^{\text{eff}} \approx 4$  meV. Эта величина представляется разумной для экситона в квантовой яме, так как с уменьшением ширины ямы радиационная ширина экситонной линии возрастает. Так, например, в узких квантовых ямах GaAs радиационная ширина линии  $\Gamma_0$  может увеличиться в 3 раза по сравнению с ее значением в объемном кристалле [8].

Из спектрального положения второго резонанса в спектре отражения можно оценить энергию связи экситона как 90 meV. Это примерно в 1.5 раза больше энергии связи для объемного экситона в ZnO [9].

В длинноволновой области спектра отражения (она обозначена на рис. 1 как ZnO Bulk) наблюдаются интерференционные особенности, сбегающиеся к экситонному резонансу в буферном слое ZnO. Такая картина типична для отражения света от тонких слоев полупроводника вблизи экситонных резонансов [10]. Наличие интерференционной картины позволяет воссоздать вид дисперсионных кривых поляритонов в слое ZnO, определить энергию экситонного резонанса, а также величины затухания и продольно-поперечного расщепления.



**Рис. 2.** Дисперсионные кривые поляритонов, построенные на основе интерференционных особенностей спектра отражения аналогично работе [10]. Использованы следующие параметры: трансляционная масса экситона  $0.9m_0$ , фоновая диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 8$ .

По известной толщине слоя ZnO  $d = 2 \mu\text{m}$  мы можем определить номера интерференционных особенностей  $N$  используя условие квантования  $k_N d = \pi N$ , где  $k_N$  — волновой вектор экситона. Далее, сопоставляя каждой особенности ее энергию  $E_N$  и волновой вектор  $k_N$ , можно построить дисперсионную кривую поляритона (рис. 2). При этом построении мы использовали величину эффективной массы экситона равную  $0.9m_0$  и фоновую диэлектрическую проницаемость  $\epsilon = 8$ .

Максимум коэффициента отражения в спектре структуры с энергией 3.382 meV приблизительно соответствует частоте продольного экситона  $\omega_L$  в ZnO. Действительно, как видно из формулы (1), вещественная часть диэлектрической проницаемости обращается в нуль на продольной частоте:  $\epsilon(\omega_L)$ . Следовательно, коэффициент отражения на границе слоев и  $\text{Zn}_{0.78}\text{Mg}_{0.22}\text{O}$  на этой частоте достигает максимума. Поперечная частота экситона в данном спектре, вообще говоря, не выделяется, однако, построив дисперсионные кривые, можно аппроксимировать их к частоте экситонного резонанса. Из аппроксимации, приведенной на рис. 2, следует, что энергия экситонного резонанса в слоях составляет  $E_{\text{ZnO}} = 3.375$  eV, что совпадает с табличным значением [9] для ZnO.

Линия отражения от квантовой ямы с шириной 7.1 nm налагается на интерференционную картину от слоев ZnO, и ее трудно идентифицировать по спектрам отражения. Она наблюдается лишь в виде небольшого „сбоя“ интерференционной картины на энергии 3.331 eV. Следует иметь в виду, что линия фотолюминесценции поляритонов обычно расположена ниже по энергии относительно резонансной частоты экситона и проявляется в области максимального экситон фотонного смешивания.

Для прояснения картины мы зарегистрировали спектры фотолюминесценции в зависимости от длины волны и плотности оптического возбуждения (рис. 1, спектры *b, c, d*). Спектр фотолюминесценции при надбарьерном возбуждении с энергией кванта 3.815 eV показан на рис. 1, спектр *d*.

Область спектра от 3.55 eV до 3.70 eV, лежащая выше резонансных энергий экситонов в узкой квантовой яме (2), относится к барьерным слоям  $\text{Zn}_{0.78}\text{Mg}_{0.22}\text{O}$ . В этой области наблюдается интенсивный пик фотолюминесценции, энергия которого 3.65 eV (линия (1) на спектре *d* рис. 1) соответствует линии отражения экситона (спектр *a* на рис. 1).

На расстоянии 63 meV от линии (1) находится линия (1'), которая соответствует фонному повторению линии (1). В спектре отражения эта линия отсутствует, что естественно для фоннных повторений.

При фотовозбуждении в область коротковолнового края полосы (1) с энергией кванта 3.679 eV линии (1) и (1') (спектр *c*, рис. 1) сдвигаются в сторону меньших энергий на величину около 30 meV относительно их положения в спектре *d*). При этом другие линии, соответствующие излучению квантовой ямы 2.7 nm и объемного экситона ZnO, не сдвигаются.

Столь сильный сдвиг трудно объяснить проявлением эффекта Штарка на свободном экситоне в толстых слоях  $\text{Zn}_{0.78}\text{Mg}_{0.22}\text{O}$ . Как показывают исследования атомов в электрическом поле, длинноволновый штарковский сдвиг для атома водорода не может превышать 10% от его энергии связи [11], более того, в сильных электрических полях длинноволновый сдвиг сменяется коротковолновым. Следовательно, для свободного экситона в барьерных слоях сдвиг, связанный с электрическим полем не должен превышать 6 meV.

В наших спектрах длинноволновый сдвиг линии (1) наблюдается только при изменении энергии кванта возбуждающего света, и отсутствует при увеличении интенсивности возбуждения. Следовательно, этот сдвиг не является ни штарковским сдвигом, ни сдвигом, связанным с энергетической релаксацией по непрерывному хвосту локализованных экситонных состояний  $\text{Zn}_{0.78}\text{Mg}_{0.22}\text{O}$  [12]. Мы считаем, что этот сдвиг связан с локализацией экситона на кластерах ZnO в твердом растворе  $\text{Zn}_{0.78}\text{Mg}_{0.22}\text{O}$ . Действительно, постоянные решетки ZnO и MgO сильно различаются и, следовательно, в твердом растворе может быть энергетически выгодным образование кластеров (исследованию структуры твердого раствора  $\text{Zn}_{0.78}\text{Mg}_{0.22}\text{O}$  будет посвящена отдельная статья).

Ниже экситонного резонанса (2) в узкой квантовой яме наблюдается интенсивная линия (3) с энергией 3.416 eV. Мы полагаем, что эта линия связана с проявлением трионов и/или связанных экситонов. Энергию связи триона в квантовой яме можно оценить в 20–25% от энергии связи экситона [13]. Полученная выше концентрация электронов  $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  соответствует тем концентрациям, при которых наблюдается

яркая люминесценция трионов в структурах с несколько меньшей энергией связи экситонов и трионов [14]. Следует заметить, что трион сложно отличить от экситона, связанного на нейтральном доноре. Единственное отличие состоит в том, что энергия связи экситона на доноре несколько больше, чем энергия связи триона. В работе [15] было показано, что в квантовых ямах на основе CdTe энергия связи экситона на нейтральном доноре в 1.5 раза больше энергии связи свободного триона.

При возбуждении с энергией кванта 3.678 eV в область барьерного экситона отношение интенсивностей линий (2) и (3) меняется в пользу линии (2), при этом у линии (3) появляется длинноволновое крыло (3').

При подбарьерном возбуждении с энергией 3.502 eV соотношение интенсивностей линии (2) и (3) еще сильнее изменяется в пользу линии (2), а линия (3) превращается в дублет (3) и (3'). Мы считаем, что коротковолновая компонента этого дублета связана с рекомбинацией триона, а длинноволновая компонента — с рекомбинацией экситона на нейтральном доноре.

Такое перераспределение интенсивностей линий люминесценции можно объяснить следующим образом. При надбарьерном возбуждении рождается много электронов и дырок, которые разделяются встроенным полем. Часть этих электронов и дырок собираются в квантовых ямах и связывается в экситоны. Благодаря большей подвижности электроны попадают в квантовые ямы легче, чем дырки. В результате этого в квантовых ямах присутствуют экситоны и свободные электроны, что и приводит к образованию трионов. Вероятность связывания экситона и электрона очень велика даже при относительно небольшой концентрации электронов, кроме того, образование трионов энергетически выгодно. Благодаря этому линии люминесценции трионов обычно значительно интенсивнее линий экситонов [16].

Вследствие однородного фонового легирования структуры в ее квантовых ямах могут присутствовать как нейтральные доноры и акцепторы, так и свободные электроны. При подбарьерном возбуждении электронно-дырочные пары рождаются прямо в квантовой яме, и концентрация добавочных электронов в ней невелика. Поэтому при образовании носителей непосредственно в квантовой яме интенсивности линий свободных экситонов и экситонов, связанных на нейтральных донорах, увеличиваются по сравнению с интенсивностью трионных линий.

Ниже резонансной энергии объемного экситона в ZnO наблюдаются две линии фотолюминесценции с энергиями 3.368 eV и 3.358 eV, интенсивность которых модулируется короткопериодной интерференцией. Период этой интерференции совпадает с периодом интерференции в спектре отражения в том же спектральном диапазоне. Естественно связать эти две линии с рекомбинацией экситонов в толстом слое ZnO. Действительно, интерференционная картина в оптических спектрах кристаллов всегда связана пропусканием света на границе кристалла, в нашем случае это граница между  $\text{Zn}_{0.78}\text{Mg}_{0.22}\text{O}$ .

Таким образом, интерференционная картина должна наблюдаться как в спектрах отражения и пропускания, так и в спектрах люминесценции [17]. Следовательно, источником излучения в этой области спектра является слой ZnO.

Мы связываем коротковолновую линию 3.368 eV с рекомбинацией экситона в слое ZnO, а линию 3.358 eV — с рекомбинацией триона. Соотношение интенсивностей этих линий изменяется в пользу трионов при переходе от подбарьерного возбуждения к надбарьерному. При увеличении интенсивности возбуждения происходит аналогичное перераспределение их интенсивностей — интенсивность длинноволновой линии растет значительно быстрее интенсивности коротковолновой, что совпадает с поведением линий, относящихся к излучению из узкой квантовой ямы. Это также подтверждает интерпретацию этих линий как аннигиляцию экситона и триона.

В спектре люминесценции присутствует еще одна слабая линия (4) с энергией 3.331 eV, которую мы относим к рекомбинации экситона в широкой квантовой яме ZnO.

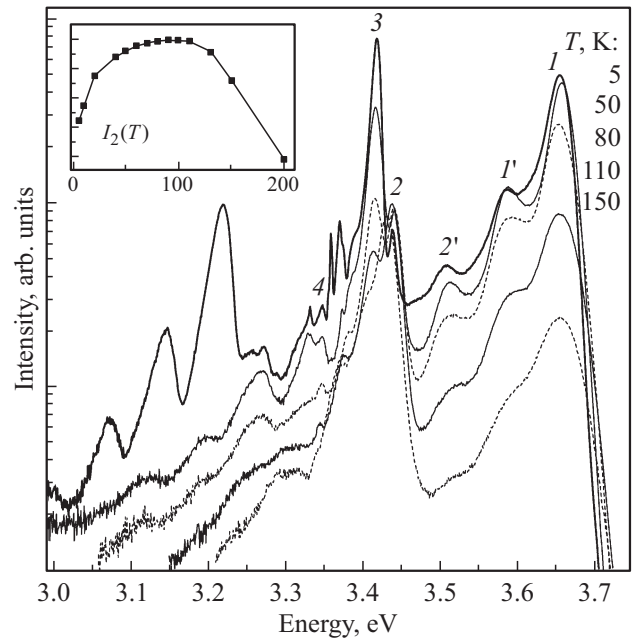
Длинноволновые линии в спектре фотолюминесценции ниже 3.3 eV вероятнее всего связаны с туннельной рекомбинацией донорно-акцепторных пар в толстом слое ZnO. С увеличением интенсивности возбуждения эти линии сдвигаются в длинноволновую сторону, при переходе от надбарьерного возбуждения к подбарьерному их положение изменяется на 30 meV.

Энергии линий люминесценции, соответствующих рекомбинации донорно-акцепторных пар, определяются формулой

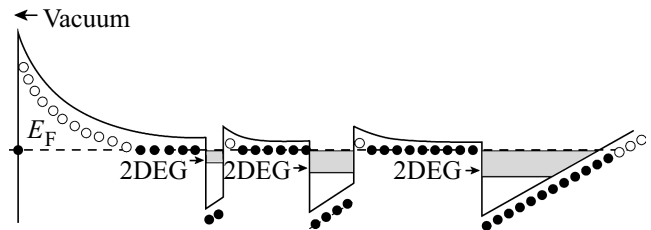
$$E(r) = E_g - (E_A + e_D) + \frac{e^2}{\epsilon r}. \quad (3)$$

Здесь:  $E_A$  — энергия дырки на акцепторе,  $E_D$  — энергия электрона на доноре,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $r$  — расстояние между донором и акцептором. При увеличении интенсивности оптического возбуждения все больше доноров и акцепторов оказываются заселенными, и среднее расстояние между заселенными центрами уменьшается. В результате, как следует из формулы (3), энергия оптического перехода увеличивается, что и наблюдается в наших спектрах. Очевидно, что расстояние  $r$  между донором и акцептором не может быть меньше боровского радиуса, минимальное расстояние между донором и акцептором может составлять около двух боровских радиусов. В таком случае энергия взаимодействия донора и акцептора составляет примерно 30 meV, именно такой сдвиг и наблюдается в нашем эксперименте.

Мы провели также исследование температурной зависимости спектров фотолюминесценции в условиях надбарьерного и подбарьерного возбуждения. С увеличением температуры весь спектр сдвигается в длинноволновую сторону в соответствии с изменением ширины запрещенной зоны, при этом происходит значительное перераспределение интенсивности между различными



**Рис. 3.** Температурные зависимости спектров фотолюминесценции структуры ZnO/Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O при возбуждении с энергией 3.815 eV, построенные в полулогарифмическом масштабе. Номера линий соответствуют их обозначениям на рис. 1. На вставке приведена температурная зависимость интенсивности линии (2) экситона в узкой квантовой яме. Видно, что интенсивность этой линии растет вплоть до 100 К.



**Рис. 4.** Зонная диаграмма исследованной структуры ZnO/Zn<sub>0.78</sub>Mg<sub>0.22</sub>O. Пунктир — уровень Ферми; пустые кружки — ионизированные доноры; заполненные кружки — заряженные доноры.

компонентами спектра (рис. 3). Полосы, связанные с донорно-акцепторной рекомбинацией, исчезают уже при температуре около 20 К, линии связанных экситонов и трионов наблюдаются вплоть до 50–80 К.

Линии излучения (1), (2) и (4) наблюдаются даже при температурах выше 150 К. Более того, линия (2) усиливается с ростом температуры по мере того, как интенсивности линий связанных экситонов и трионов падают. Это подтверждает экситонную природу линий (1), (2) и (4).

В наших образцах мы не обнаружили заметного проявления встроенного электрического поля. Отсутствие сильного электрического поля можно объяснить следующим образом (рис. 4). В структуре присутствуют



как доноры, так и акцепторы, избыточная концентрация доноров  $N_D - N_A = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . На поверхности структуры уровень Ферми пинингуется поверхностными состояниями, в объеме уровень Ферми совпадает с уровнем доноров. В результате вблизи поверхности возникает обедненный слой положительно заряженных донорных центров. Электроны с этих центров переходят в квантовые ямы, и в зону проводимости ZnO. Они частично экранируют встроенное поле и обеспечивают образование трионов в квантовых ямах и буферном слое.

Таким образом, у поверхности имеется избыточный положительный заряд, а в квантовых ямах и на границе  $\text{Zn}_{0.78}\text{Mg}_{0.22}\text{O}$  и буферного слоя ZnO возникает отрицательно заряженные слои электронов, пришедших с доноров. Зная концентрацию доноров, можно грубо оценить поле в таком „конденсаторе“ как  $t \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ , что близко к величинам, приведенным в статье [5] и других работах. Это поле компенсирует пьезоэлектрическое поле в барьерных слоях. В результате суммарное поле в структуре уменьшается. При этом поле в самих ямах не только не компенсируется, но складывается с пьезоэлектрическим полем. Это приводит к тому, что линия экситона в широкой яме (4) оказывается сдвинутой в длинноволновую сторону относительно линии объемного экситона в ZnO на  $\sim 40 \text{ meV}$ . Оценка штарковского сдвига [7] в квантовой яме шириной  $7.1 \text{ nm}$  в поле дает величину  $60 \text{ meV}$ . В узкой квантовой яме  $2.7 \text{ nm}$ , энергия размерного кантования носителей больше энергии электрического поля и штарковский сдвиг мал. Таким образом, имеем хорошее согласование всех величин, учитывая, что оценка поля как  $7 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$  является несколько завышенной, так как модель „конденсатора“ не вполне подходит к нашей ситуации.

### 3. Заключение

В работе детально исследованы спектры отражения и фотолюминесценции структуры, содержащей толстые слои ZnO и  $\text{Zn}_{0.78}\text{Mg}_{0.22}\text{O}$  и квантовые ямы ZnO, в зависимости от температуры, интенсивности возбуждения и длины волны возбуждения. В спектрах удалось идентифицировать все наблюдаемые линии, установлено, что встроенное электрическое поле не оказывает сильного влияния на энергии оптических переходов, за исключением энергии экситона в широкой квантовой яме  $7.1 \text{ nm}$ . Показано, что встроенное пьезоэлектрическое поле экранируется носителями, которые переходят в зоны с доноров и акцепторов. Проведена оценка параметров, описывающих экситон.

### Список литературы

- [1] D.G. Thomas. J. Phys. Chem. Solids **15**, 86 (1960); J.J. Hopfield. J. Phys. Chem. Solids **15**, 97 (1960).
- [2] M.R. Wagner *Fundamental properties of excitons and phonons in ZnO: A spectroscopic study of the dynamics, polarity, and effects of external fields*. Doctor der Naturwissenschaft, Berlin (2010).
- [3] В.А. Киселев, Б.В. Новиков, А.Е. Чередниченко. *Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников*. Изд-во СПбГУ (2003).
- [4] Е.Л. Ивченко, П.С. Копьев, В.П. Кочерешко, И.Н. Уральцев, Д.Р. Яковлев, С.В. Иванов. ФТП **22**, 5, 784 (1988).
- [5] C. Mohrain, T. Bretagnon, P. Lefebvre, X. Tang, P. Valvin, T. Guillet, D. Gil, T. Taliercio, M. Teisseire-Dominelli, B. Vinter, C. Deparis. Phys. Rev. B **71**, 241305(R) (2005).
- [6] Д.А. Андроников. *Спектры отражения эпитаксиальных слоев GaN*. Бакалаврская работа. СПГУ (2002).
- [7] E.L. Ivchenko. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*. Alpha Science Int., Harrow, UK (2005).
- [8] E.L. Ivchenko, V.P. Kochereshko, P.S. Kopev, V.A. Kosobukin, I.N. Uraltsev, D.R. Yakovlev. Solid State Commun. **70**, 5, 529 (1989).
- [9] Landolt Börnstein database. Springer (2000).
- [10] В.А. Киселев, Б.С. Разбирин, И.Н. Уральцев. Письма в ЖЭТФ **18**, 8, 504 (1973).
- [11] V.V. Kolosov. J. Phys. B. **20**, 2359 (1987).
- [12] C.F. Klingshirn. *Semiconductor Optics*. Springer (1997).
- [13] G.V. Astakhov, D.R. Yakovlev, V.P. Kochereshko, W. Ossau, W. Faschinger, J. Puls, F. Henneberger, S.A. Crooker, Q. McCulloch, D. Wolverson, N.A. Gippius, A. Waag. Phys. Rev. B **65**, 16335 (2002).
- [14] G.V. Astakhov, D.R. Yakovlev, V.P. Kochereshko, W. Ossau, J. Nürnberg, W. Faschinger, G. Landwehr. Phys. Rev. B **60**, R8485 (1999).
- [15] F. Bassani, S. Tatarenko, K. Saminadayar, N. Magnea, R.T. Cox, A. Tardot, C. Grattapain. J. Appl. Phys. **72**, 2927 (1992).
- [16] V.P. Kochereshko, G.V. Astakhov, D.R. Yakovlev, W. Ossau, G. Landwehr, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. Phys. Status Solidi B **201**, 345 (2000).
- [17] E. Gross, S. Permogorov, V. Travnikov, A. Selkin. Solid State Commun. **10**, 11, 1071 (1972).

Редактор К.В. Емцев