

Тонкая структура перехода ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$ иона Fe^{2+} в селениде цинка¹⁾

В. С. Кривобок^{+*2)}, Д. Ф. Аминев⁺, Е. Е. Онищенко⁺, В. В. Ушаков⁺, С. И. Ченцов⁺, Д. А. Зазымкина⁺

⁺ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

^{*} Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 11 ноября 2022 г.

После переработки 31 января 2023 г.

Принята к публикации 31 января 2023 г.

В спектрах низкотемпературной фотолюминесценции кристаллического ZnSe, легированного железом, впервые зарегистрированы бесфононные компоненты перехода ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$ между внутренними оболочками иона Fe^{2+} . Показано, что при температурах 5–10 К уверенно регистрируется шесть спектральных компонент, соответствующих дипольно разрешенным переходам между компонентами тонкой структуры ${}^3T_1({}^3H)$ и ${}^5E({}^5D)$, существование которой определяется спин-орбитальным взаимодействием. На основе полученных данных уточнен электронный спектр иона Fe^{2+} в матрице ZnSe.

DOI: 10.31857/S1234567823050051, EDN: pxdtpu

Введение. Селенид цинка, легированный железом (ZnSe:Fe), активно применяется для создания высокоэффективных перестраиваемых [1, 2], мощных [3, 4], импульсных [5] лазеров среднего инфракрасного (ИК) диапазона. Лазерная генерация реализуется на широкой полосе фононных повторений электронного перехода между основным ${}^5E({}^5D)$ и первым возбужденным ${}^5T_2({}^5D)$ уровнями иона Fe^{2+} . Это обеспечивает возможность перестройки лазерного излучения в спектральном диапазоне 3.5–5 мкм. Заметная роль поглощения с участием фононов позволяет использовать для оптической накачки тот же самый переход и, таким образом, добиться высокого КПД [6].

В настоящее время продолжают активные исследования ZnSe:Fe, в основном, направленные на отработку методов легирования [7] и/или постростовой обработки [8]. Отдельное внимание уделяется некоторым фундаментальным вопросам теории лигандов, в частности, обсуждению роли нефелоксестичности (изменение одноэлектронного спектра иона за счет многоэлектронных эффектов, обменного взаимодействия, спин-орбитального взаимодействия 2-го порядка и др.). Так как ключевую роль играет переход ${}^5T_2({}^5D) \rightarrow {}^5E({}^5D)$, основной упор делается на оптические исследования в среднем ИК диапазоне, что, как правило, исключает возможность

картирования оптических свойств с высоким пространственным разрешением и работу с одиночными люминесцентными центрами. В то же время, для ZnSe:Fe известна широкая полоса излучения с максимумом в районе 980 нм [9]. Эксперименты с оптическим детектированием магнитного резонанса однозначно указывают на связь данной полосы с переходом ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$ иона Fe^{2+} . Тем не менее, о наблюдении узких линий излучения, которые могли бы быть приписаны бесфононным переходам ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$, ранее не сообщалось. По этой причине оставался не ясным и конкретный механизм возникновения широкой полосы в районе 980 нм – значительная ширина может быть как следствием неоднородного уширения бесфононных линий (*zero phonon lines*, ZPL) и/или фононных повторений, так и результатом неадиабатичности перехода. Как известно, именно анализ линий бесфононных переходов обеспечивает получение детальной информации как о локальной структуре излучающего центра, так и о процессах, происходящих в матрице [10]. Соответствующие подходы применяются для изучения простых [11], комплексных [12, 13] и протяженных [14] дефектов, а также для исследования напряжений в структуре [15].

В данной работе использование низких температур в сочетании с кристаллами ZnSe:Fe высокого качества позволило впервые зарегистрировать шесть бесфононных компонент тонкой структуры для ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$ перехода, ширина каждой из которых не превышает 0.3 мэВ. Существование дан-

¹⁾ См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

²⁾ e-mail: kolob7040@gmail.com

ных компонент исключает заметную роль неадиабатических эффектов, а их энергетическое положение обеспечивает корректное восстановление спектра для Fe^{2+} в матрице ZnSe . Обнаруженные бесфононные линии открывают новые возможности и для прикладных исследований, так как позволяют анализировать тонкую структуру основного состояния ${}^5\text{E}({}^5\text{D})$, используя ближний ИК диапазон, и, как следствие, существенно более чувствительные и удобные кремневые матрицы.

Эксперимент. Для исследований были отобраны образцы поликристаллического ZnSe , легированные Fe методом термодиффузии, которые демонстрировали параметры лазерной генерации, близкие к рекордным [16]. Данные образцы в форме параллелепипедов были вырезаны из поликристаллической друзы с однородной микроструктурой. Затем на поверхность образцов наносилась пленка железа и образцы подвергались отжигу в атмосфере Ag при температуре 1000–1100 °С в течение 240 ч. Измерения люминесценции проводились на гранях параллелепипедов, расположенных перпендикулярно к поверхности, на которую наносилась пленка железа. Вдоль данных граней наблюдался заметный градиент концентрации легирующего железа [17]. Структурная и оптическая характеристика выбранных образцов ZnSe:Fe описаны в работе [18]. Для измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) образцы помещали в проточный гелиевый криостат, работающий в диапазоне температур 5–300 К. Источником возбуждения являлся стационарный одночастотный лазер с длиной волны 472 нм. Для измерений ФЛ в видимом и ближнем ИК диапазоне (до 1050 нм) использовалась установка на основе монохроматора Acton с охлаждаемой кремниевой матрицей. При работе в диапазоне 1000–1600 нм использовалась установка на основе монохроматора ИКС-31. Для регистрации сигнала использовался фотоэлектронный умножитель Hamamatsu H10330B-75, работающий в режиме счета фотонов. При измерении спектров возбуждения люминесценции в качестве источника возбуждения использовался решеточный монохроматор МДР с галогеновой лампой.

Рисунок 1 иллюстрирует типичный спектр низкотемпературной (5 К) люминесценции исследуемых образцов, записанный в диапазоне $\sim 0.8\text{--}1.4$ эВ. В отличие от спектра из работы [9], в нем отчетливо видна узкая линия 1.383 эВ. Полуширина этой линии около 0.2 мэВ, что в 2 раза меньше тепловой энергии при температуре 5 К. Наблюдаемая картина излучения характерна для примесей переходных металлов. Это позволяет предположить, что ли-

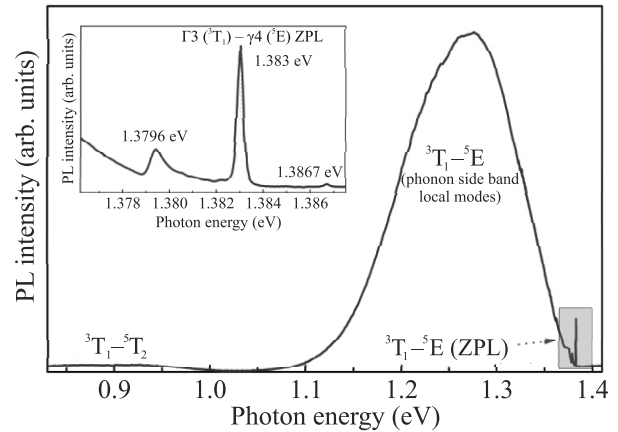


Рис. 1. (Цветной онлайн) Обзорный спектр низкотемпературной ФЛ ZnSe:Fe при 5 К. На вставке приведена область с узким бесфононным переходом вблизи 1.383 эВ

ния 1.383 эВ является бесфононной линией перехода ${}^3\text{T}_1({}^3\text{H}) \rightarrow {}^5\text{E}({}^5\text{D})$.

На вставке рис. 1 отчетливо видны 3 линии излучения – 1.3794, 1.383 и, более слабая, 1.3867 эВ. В спектре, помимо линий излучения Fe^{2+} , могут присутствовать как узкие линии излучения других переходных металлов (Cr , Co , Mn), так и линии излучения комплексных дефектов на их основе, см. например [19]. Для подтверждения общей природы узких линий и широкой полосы в районе 1.26 эВ были произведены измерения спектров возбуждения люминесценции. Как видно из рис. 2, спектры возбуж-

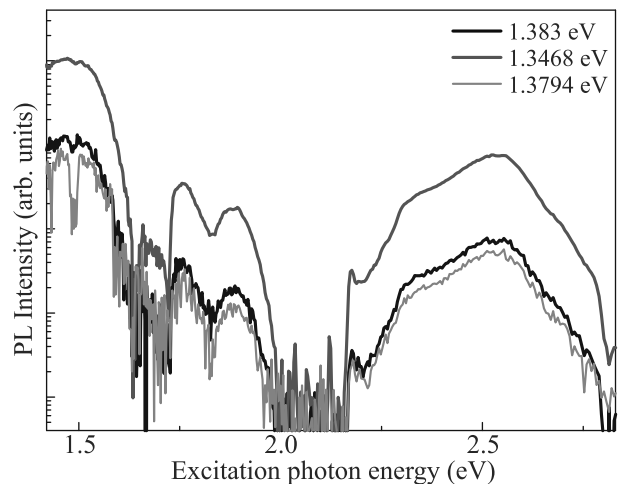


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр возбуждения ФЛ ZnSe:Fe в спектральных диапазонах: 1.3828–1.3842 эВ (черная кривая) – основная бесфононная линия; 1.3462–1.3475 эВ (красная кривая) – интервал на линии фононного повторения; 1.3788–1.38 эВ (зеленая кривая) – другая бесфононная линия. Температура 5 К

дения люминесценции для фрагментов широкой полосы и узких линий имеют одинаковые особенности, что доказывает их принадлежность к одному излучающему центру.

Следующим шагом является оценка взаимодействия излучающего состояния, ответственного за яркую линию 1.383 эВ, с решеткой ZnSe матрицы. Для этого спектр был скорректирован (была вычтена плавная огибающая, соответствующая широкой полосе), после чего полученную кривую сравнили с графиком плотности фононных состояний (PDOS) из работы [20]. Нулевая энергия PDOS соответствует линии 1.383 эВ на рис. 3. Из рисунка 3 видно, что

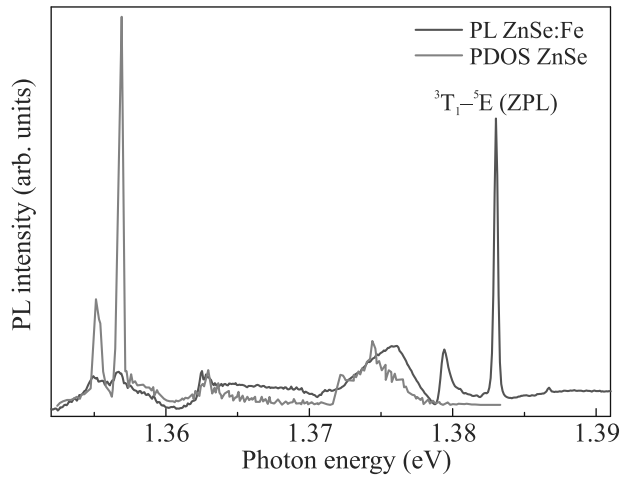


Рис. 3. (Цветной онлайн) Плотность фононных состояний для ZnSe (зеленая кривая) и скорректированный спектр низкотемпературной ФЛ ZnSe:Fe при 5 К (красная кривая)

подавляющее большинство пиков, наблюдаемых в спектре, коррелирует с экстремумами PDOS ZnSe. Линии 1.374 и 1.372 эВ соответствуют поперечным акустическим фононам на границе зоны Бриллюэна. Продольные акустические фононы с квазимпульсом вблизи L точки зоны Бриллюэна формируют пик в районе 1.363 эВ. Дублет 1.355 и 1.357 эВ возникает за счет взаимодействия излучающего состояния с продольным и поперечным оптическим фононом соответственно. Таким образом, данные на рис. 3 доказывают, что линия 1.383 эВ является бесфононным переходом. Отметим, что характер взаимодействия состояния с фононами матрицы типичен для внутрицентровых переходов. При этом линия 1.3794 эВ не является фононным повторением линии 1.383 эВ.

Таким образом, мы обнаружили две узкие бесфононные линии излучения, относящихся к переходу с 3T_1 (3H) на 5E (5D). Для того, чтобы их идентифицировать, рассмотрим структуру нижних

уровней Fe^{2+} . Железо имеет конфигурацию (d^6), основным уровнем которого является 5D , первым возбужденным – 3H . Для создания лазеров используются ионы Fe^{2+} , которые являются примесью замещения на подрешетке Zn. В этом случае примесь находится в тетраэдрическом поле, которое вызывает расщепление исходных уровней. При учете только электрического поля основное состояние 5D расщепляется на два термина 5E и 5T_2 , а возбужденный терм расщепляется на три уровня $^3H \rightarrow ^3T_1, ^3E, ^3T_2$. С учетом спин-орбитального взаимодействия получается картина уровней, представленная на рис. 4 (детали описаны в разделе 1 дополнительных материалов).

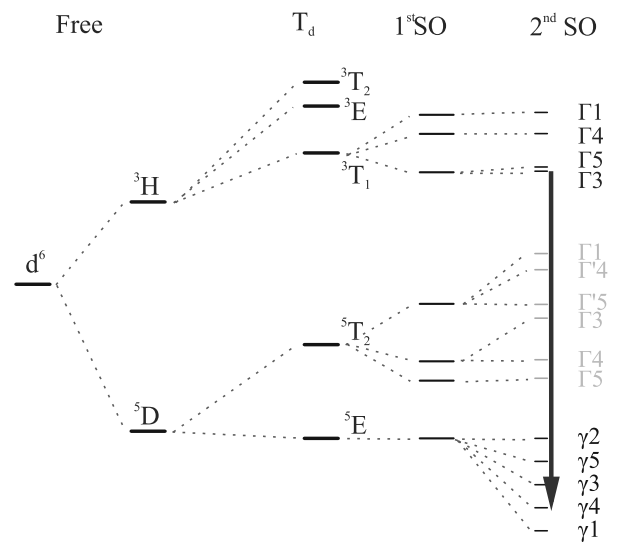


Рис. 4. (Цветной онлайн) Схема расщепления нижних уровней иона Fe^{2+} в кристаллическом поле тетраэдрической (T_d) симметрии с учетом первого (1^{st} SO) и второго (2^{nd} SO) порядков спин-орбитального взаимодействия. Стрелкой указан самый интенсивный в люминесценции переход

Для дальнейшего анализа воспользуемся соображениями симметрии. Как известно, дипольные переходы в кристаллах определяются матричным элементом оператора импульса электрона, который в кристаллах цинковой обманки принадлежит неприводимому представлению Γ_4 . Поэтому разрешенными для Γ_3 будут: $\Gamma_4 \times \Gamma_3 = \Gamma_4 + \Gamma_5$, переходы на уровни $\gamma_4(^5E)$ и $\gamma_5(^5E)$. Это позволяет предположить, что линия 1.383 эВ соответствует переходу $\Gamma_3(^3T_1) \rightarrow \gamma_4(^5E)$. А линия 1.3794 эВ – переходу $\Gamma_3(^3T_1) \rightarrow \gamma_5(^5E)$.

Что же касается линии 1.3867 эВ, то можно предположить, что она является переходом из одного из возбужденных состояний термина 3T_1 (3H). Был про-

веден анализ тонкой структуры для 3T_1 (3H) уровня, учитывающий спин-орбитальное взаимодействие 1-го и 2-го порядков, см. дополнительные материалы. Из данного анализа следует, что расщепление между основным (Γ_5) и первым возбужденным (Γ_3) состоянием должно быть порядка нескольких мэВ, в то время как 2-е возбужденное состояние (Γ_4) смещено относительно первого на величину более 10 мэВ. Это означает, что для описания тонкой структуры спектра в области 1.37–1.39 эВ достаточно учитывать только два нижних подуровня Γ_3 и Γ_5 . Разрешенными для Γ_5 будут $\Gamma_4 \times \Gamma_5 = \Gamma_1 + \Gamma_3 + \Gamma_4 + \Gamma_5$, переходы на уровни γ_1 (5E), γ_3 (5E), γ_4 (5E) и γ_5 (5E). При повышении температуры можно ожидать увеличения интенсивности линии 1.3867 эВ за счет температурного заселения. Для подтверждения этой гипотезы были проведены измерения спектров ФЛ при повышенной температуре.

На рисунке 5 приведены фрагменты спектров излучения, записанных при температурах 5, 10 и 25 К. Как видно из этих данных, в области бесфононных переходов наблюдается достаточно сложная тонкая структура, которая, тем не менее, полностью согласуется с предположениями, высказанными выше. Основные бесфононные линии Γ_3 (3T_1) \rightarrow γ_4 (5E) приведены в масштабе $\times 0.16$ (10 К) и $\times 0.12$ (5 К). При повышении температуры наблюдается увеличение сигнала люминесценции с участием Γ_5 (3T_1), связанное с увеличением его заселенности. Увеличение сигнала люминесценции, в частности, проявляется в увеличении интенсивности наиболее коротковолновой компоненты Γ_5 (3T_1) \rightarrow γ_1 (5E) и двух пиков меньшей интенсивности. Расстояние между этими пиками прекрасно согласуется с тонкой структурой состояния (5E), восстановленной экспериментально на основе анализа спектров поглощения в среднем ИК диапазоне [21]. При этом еще один пик, соответствующий переходу Γ_5 (3T_1) \rightarrow γ_3 (5E), попадает на “плечо” линии Γ_3 (3T_1) \rightarrow γ_4 (5E). В спектре можно увидеть некоторые изменения коротковолнового плеча этой линии при увеличении температуры. Эти изменения мы аппроксимировали зеленой пунктирной кривой рис. 5. Как видно из рис. 5, максимум интенсивности основной линии при температуре 25 К примерно в 20 раз меньше, чем при температуре 5 К. При температуре 30 К, линия спадает до уровня шума.

Для переходов из нижнего (Γ_3) подуровня наблюдается только две компоненты, сдвиг между которыми составляет 3.6 мэВ. Данное наблюдение также находится в прекрасном согласии с результатами [21]. В то же время полученные экспериментальные данные позволяют определить расщепление между подуров-

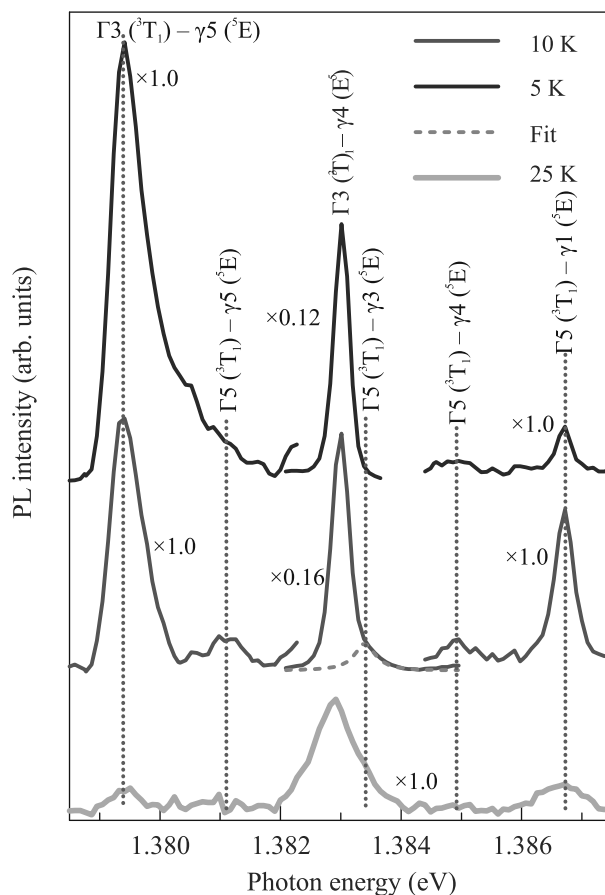


Рис. 5. (Цветной онлайн) Участок спектра низкотемпературной ФЛ ZnSe:Fe 5 К (синяя кривая), 10 К (красная кривая) и 25 К (серая кривая). По центру приведены бесфононные пики в масштабе $\times 0.16$ (10 К) и $\times 0.12$ (5 К). При вычитании зеленым цветом выделена кривая, соответствующая дополнительному пику, возникающему на крыле более интенсивной линии при повышении температуры

нями Γ_5 (3T_1) и Γ_3 (3T_1) возбужденного состояния, которое составляет 1.8 мэВ. Из анализа представленных на рис. 5 спектров следует, что исследование бесфононных переходов в районе 1.37–1.39 эВ позволяет охарактеризовать тонкую структуру 5E (5D) состояния, не прибегая к измерениям в среднем ИК диапазоне.

Полученные экспериментальные данные в сочетании с расчетами в рамках теории кристаллического поля [22] указывают на необходимость пересмотра значений параметров, описывающих межэлектронное взаимодействие для иона Fe^{2+} в решетке ZnSe: $B = 600 \pm 15 \text{ см}^{-1}$ и $C = 2733 \pm 18 \text{ см}^{-1}$, см. дополнительные материалы. Ожидаемо эти значения меньше, чем у свободного иона ($B = 917 \text{ см}^{-1}$ и $C = 4040 \text{ см}^{-1}$) [23], за счет воздействия кристал-

лического поля решетки. Отметим, что в ранних работах роль параметра C считалась несущественной. В свою очередь, значения параметров позволяют оценить величину нефелоксетического эффекта ($\beta_1 = \sqrt{(\frac{B}{B_0})^2 + (\frac{C}{C_0})^2} = 0.941(\pm 0.04)$), характеризующего ослабление жесткости связей в ионе [24, 25]. Величина, полученная исходя из спектрального положения бесфононного перехода ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$, измеренного в данной работе, оказалась, таким образом, существенно выше, чем значение $\beta \sim 0.6$, известное в литературе. Это означает, что роль нефелоксетического эффекта для иона Fe^{2+} в $ZnSe$ сравнительно невелика.

Из рисунка 3 видно, что вклад фононных повторений с участием фононов матрицы $ZnSe$ в излучение не сильно превышает вклад бесфононных линий. А из рисунка 1 видно, что суммарный вклад бесфононных компонент составляет менее 0.1% общей интенсивности излучения перехода ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$. Обычно появление широкой полосы в спектре излучения при низких температурах возникает из-за существенной роли взаимодействия излучающего состояния с фононами. При этом разделяют два сценария. Первый – сильная связь между электронной и фононной подсистемами, при которой теряется адиабатичность перехода. Как следствие, узкие линии бесфононных переходов в этом случае должны исчезать. Данный сценарий следует исключить из рассмотрения, так как в спектрах излучения на рис. 5 регистрируется 6 спектрально узких компонент. Как сказано выше, именно такого количества компонент следует ожидать исходя из правил отбора. Это означает, что роль неадиабатических эффектов не может быть существенной в данном случае.

При несущественной роли эффектов неадиабатичности возможен и второй сценарий, при котором узкие пики бесфононных переходов сохраняются, но сопровождаются сравнительно интенсивными фононными повторениями, включая многофононные. Наличие фононных повторений с участием $ZnSe$ матрицы следует из рис. 3. Тем не менее, интенсивность данных фононных повторений сравнительно невелика. Это означает, что наиболее вероятной причиной появления широкой полосы в районе 1.26 эВ является взаимодействие излучающего состояния с локальными фононными модами.

При такой интерпретации естественное объяснение находит и аномально высокая интенсивность полосы 1.26 эВ. При учете только штарковского расщепления в тетраэдрическом поле переход ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$ запрещен правилами отбора.

Возмущения, такие как спин-орбитальное взаимодействие 1-го и 2-го порядков, являются сравнительно слабыми, поэтому интенсивность разрешенных (бесфононных) переходов между компонентами ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$ оказывается небольшой. В то же время, смещение иона железа из тетраэдрической координации должно приводить к понижению симметрии центра и снятию запрета для перехода между штарковскими компонентами. Это означает, что излучательные переходы с участием локальных фононных мод иона Fe^{2+} должны иметь сравнительно высокую интенсивность.

Закключение. Таким образом, обнаружен бесфононный переход ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$ иона Fe^{2+} в матрице $ZnSe$. При температуре 5 К полуширина наиболее яркой бесфононной линии составляет ~ 0.2 мэВ, а ее максимум расположен в районе 1.383 эВ. В спектрах ФЛ, записанных при 10 К, регистрируется 6 бесфононных компонент, соответствующих дипольно-разрешенным переходам между компонентами тонкой структуры ${}^3T_1({}^3H)$ и ${}^5E({}^5D)$ уровней, определяемой спин-орбитальным взаимодействием. Взаимодействие соответствующих состояний с решеткой $ZnSe$ ожидаемо является слабым, что позволяет приписать широкую полосу в районе 1.26 эВ взаимодействию с локальными фононными модами.

Полученные экспериментальные данные в сочетании с расчетами в рамках теории кристаллического поля позволили уточнить полуэмпирические параметры $B = 600 \text{ см}^{-1}$ и $C = 2733 \text{ см}^{-1}$ для Fe^{2+} и оценить величину нефелоксетического эффекта β_1 для данного иона в матрице $ZnSe$. Обнаружение серии узких бесфононных линий для перехода ${}^3T_1({}^3H) \rightarrow {}^5E({}^5D)$ позволяет использовать ближний ИК диапазон для оценки локального окружения ионов Fe^{2+} и структурной неоднородности $ZnSe$ матрицы. Это, в частности, открывает новые возможности для анализа активных сред $ZnSe:Fe$ с высоким пространственным разрешением, используя распространенные и наиболее чувствительные кремневые матрицы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта # 19-79-30086.

1. A. E. Dormidonov, K. N. Firsov, E. M. Gavrishchuk, V. B. Ikonnikov, S. Y. Kazantsev, I. G. Kononov, T. V. Kotereva, D. V. Savin, and N. A. Timofeeva, *Appl. Phys. B* **122**, 211 (2016).
2. В. И. Козловский, Ю. В. Коростелин, Я. К. Скасьерский, М. П. Фролов, *Квантовая электроника* **48**, 686 (2018).

3. Б. В. Румянцев, К. Е. Михеев, А. В. Пушкин, Е. А. Мигаль, С. Ю. Стремоухов, Ф. В. Потемкин, Письма в ЖЭТФ **115**, 431 (2022).
4. Б. Г. Бравый, В. М. Гордиенко, В. И. Козловский, Ю. В. Коростелин, Ф. В. Потемкин, Ю. П. Подмарьков, А. А. Подшивалов, В. Т. Платоненко, В. В. Фирсов, М. П. Фролов, Известия Российской академии наук. Серия физическая **80**, 489 (2016).
5. Y. Wang, T. T. Fernandez, N. Coluccelli, A. Gambetta, P. Laporta, and G. Galzerano, Opt. Express **25**, 25193 (2017).
6. В. А. Акимов, А. А. Воронов, В. И. Козловский, Ю. В. Коростелин, А. И. Ландман, Ю. П. Подмарьков, М. П. Фролов, Квантовая электроника **34**, 912 (2004).
7. J. Cook, M. Chazot, A. Kostogiannes, R. Sharma, C. Feit, J. Sosa, P. Banerjee, M. Richardson, K. A. Richardson, and K. L. Schepler, Opt. Mat. Express **12**, 1555 (2022).
8. Y. Luo, M. Yin, L. Chen, S. Yu, and B. Kang, Opt. Mat. Express **11**, 2744 (2021).
9. K. P. O'Donnell, K. M. Lee, and G. D. Watkins, J. Phys. C: Solid State Phys. **16**, 723 (1983).
10. А. В. Наумов, Успехи физических наук **183**, 633 (2013).
11. Е. П. Чукалина, И. О. Тюренков, Е. В. Жариков, К. А. Субботин, М. Н. Попова, Письма в ЖЭТФ **109**, 360 (2019).
12. Ф. А. Степанов, А. С. Емельянова, А. Л. Ракевич, Е. Ф. Мартынович, В. П. Миронов, Известия Российской академии наук. Серия физическая **83**, 371 (2019).
13. А. М. Ромшин, О. С. Кудрявцев, Е. А. Екимов, А. Б. Шкарин, Д. Раттенбахер, М. В. Рахлин, А. А. Торопов, И. И. Власов, Письма в ЖЭТФ **112**, 17 (2020).
14. М. М. Махмудиан, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **112**, 246 (2020).
15. И. Д. Бреев, К. В. Лихачев, В. В. Яковлева, И. П. Вейшторт, А. М. Скомогохов, С. С. Нагалюк, Е. Н. Мохов, Г. В. Астахов, П. Г. Баранов, А. Н. Анисимов, Письма в ЖЭТФ **114**, 323 (2021).
16. S. B. Mirov, V. V. Fedorov, D. Martyshkin, I. S. Moskalev, M. Mirov, and S. Vasilyev, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **21**, 1601719 (2015).
17. R. I. Avetisov, S. S. Balabanov, K. N. Firsov et al. (Collaboration), J. Cryst. Growth **491**, 36 (2018).
18. A. Gladilin, S. Chentsov, O. Uvarov, S. Nikolaev, V. Krivobok, and V. Kalinushkin, J. Appl. Phys. **126**, 015702 (2019).
19. D. F. Aminev, A. A. Pruchkina, V. S. Krivobok, A. A. Gladilin, V. P. Kalinushkin, V. V. Ushakov, S. I. Chentsov, E. E. Onishchenko, and M. V. Kondrin, Opt. Mater. Express **11**, 210 (2021).
20. S. Ferahtia, S. Saib, and N. Bouarissa, Results in Physics **15**, 102626 (2019).
21. J. W. Evans, T. R. Harris, B. R. Reddy, K. L. Schepler, and P. A. Berry, J. Lumin. **188**, 541 (2017).
22. S. Sugano, Y. Tanabe, and H. Kamimura, *Multiplets of Transition-Metal Ions in Crystals*, Academic Press, N.Y. (1970).
23. Y. Tanabe and S. Sugano, J. Phys. Soc. Jpn. **9**, 766 (1954).
24. Chr. K. Jørgensen, Progress in Inorganic Chemistry **4**, 73 (1962).
25. K. Li, H. Lian, R. van Deun, and M. G. Brik, Dyes and Pigments **162**, 214 (2019).