

Примесные экситоны никеля и фотоиндуцированная деформация решетки в твердых растворах $\text{ZnSe}_{1-y}\text{S}_y:\text{Ni}$ и $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}:\text{Ni}$

© В.И. Соколов[¶], В.Н. Старовойтова

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

(Получена 20 июня 2000 г. Принята к печати 23 июня 2000 г.)

Исследована сильная зависимость головной линии донорных экситонов Ni и серии ее колебательных повторений от состава твердых растворов $\text{ZnSe}_{1-y}\text{S}_y:\text{Ni}$ и $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}:\text{Ni}$. Детально обсуждается модель безызлучательной рекомбинации примесных экситонов с учетом промежуточного виртуального состояния $\{d^8\}$. Оно зависит от деформации решетки, индуцированной примесным центром Ni^{3+} , заряженным положительно относительно решетки.

1. Введение

Примесные экситоны Ni донорного и акцепторного типов в полупроводниках $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ исследуются давно [1]. Весьма характерным свойством водородоподобных возбуждений примеси Ni является сильная зависимость от различных факторов. Примесные экситоны довольно просто наблюдаются при температуре жидкого гелия и практически не наблюдаются при температуре жидкого азота [2,3]. Для составов твердых растворов $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}:\text{Ni}$ с $y \leq 0.01$ донорные экситоны Ni $[d^7e]$ уверенно регистрируются, в то время как для $y \geq 0.1$ они не наблюдаются совсем [4]. Такое поведение примесных экситонов резко контрастирует со свойствами свободных экситонов, которые в твердых растворах $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}:\text{Ni}$ наблюдаются в широком диапазоне составов и при температуре жидкого азота. Детального теоретического описания этого свойства примесных экситонов Ni пока нет. Твердые растворы представляют хорошую возможность для дальнейшего экспериментального исследования примесных экситонов. Для них характерны крупномасштабные флуктуации потенциала, влияющие на водородоподобные состояния примесных экситонов. Влияние крупномасштабных флуктуаций на свободные экситоны хорошо изучено [5]. Однако для твердых растворов характерны также возмущения локального характера — кластеры, включающие примесный центр, изменение постоянной решетки в соответствии с законом Верде, что влияет на d -электроны примесного центра. По нашему мнению, сравнительное совместное исследование двух типов водородоподобных возбуждений — свободных экситонов и примесных экситонов Ni в твердых растворах, легированных Ni — представляет собой плодотворный подход для изучения свойств примесных экситонов — весьма трудных объектов как для теоретического описания, так и для экспериментального изучения.

В работе [2] была предложена модель безызлучательной рекомбинации $[d^7e] \rightarrow (d^8)$ как результат туннельного перехода. Близкая по смыслу идея обсуждалась в [6]. В [4] модель безызлучательной рекомбинации

$[d^7e] \rightarrow (d^8)$ была дополнена идеей о промежуточном состоянии $\{d^8\}$, хотя смысл этого состояния остался не совсем ясен. В целом модель туннелирования [2] не вполне вписывается в рамки адиабатического приближения, поскольку приходится предполагать, что в туннелировании участвуют ионы ближайшего окружения примесного центра, т.е. тяжелые частицы. Для правильного понимания модели безызлучательной рекомбинации важно учесть, что образование примесных экситонов под влиянием света сопровождается деформацией решетки вблизи примесного центра за счет изменения зарядового состояния. В последнее время были выполнены расчеты релаксации решетки вблизи примесного центра Ni^+ или Ni^{3+} , заряженного относительно решетки [7,8]. Они показывают, что вблизи заряженного примесного центра происходит существенное изменение положений равновесия для ионов первой и второй координационных сфер. Эти результаты позволяют лучше понять смысл промежуточного состояния $\{d^8\}$ и, тем самым, модель безызлучательной рекомбинации становится ясной и непротиворечивой в рамках адиабатического приближения.

Цель настоящей работы — более детальное описание промежуточного состояния $\{d^8\}$ с учетом как новых экспериментальных данных о примесных экситонах в твердых растворах, так и результатов модельных расчетов.

2. Эксперимент

Исследовались образцы, изготовленные из монокристаллов $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}:\text{Ni}$ и $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}:\text{Ni}$ различного состава — ZnSe , $\text{ZnS}_{0.26}\text{Se}_{0.74}:\text{Ni}$, $\text{ZnS}_{0.13}\text{Se}_{0.87}:\text{Ni}$, $\text{ZnS}_{0.0005}\text{Se}_{0.9995}:\text{Ni}$, $\text{ZnS}_{0.026}\text{Se}_{0.974}:\text{Ni}$ и $\text{Zn}_{0.99}\text{Cd}_{0.01}\text{Se}:\text{Ni}$, выращенных из расплава под давлением инертного газа. Для определения x и y твердых растворов мы регистрировали линию свободного экситона в спектрах отражения для всех составов при температуре жидкого гелия и жидкого азота. Состав определялся по зависимости E_g от x (или аналогично от y)

$$E_g(x) = E_g(0) + ax - bx(1 - x). \quad (1)$$

[¶] E-mail: visokolov@imp.uran.ru

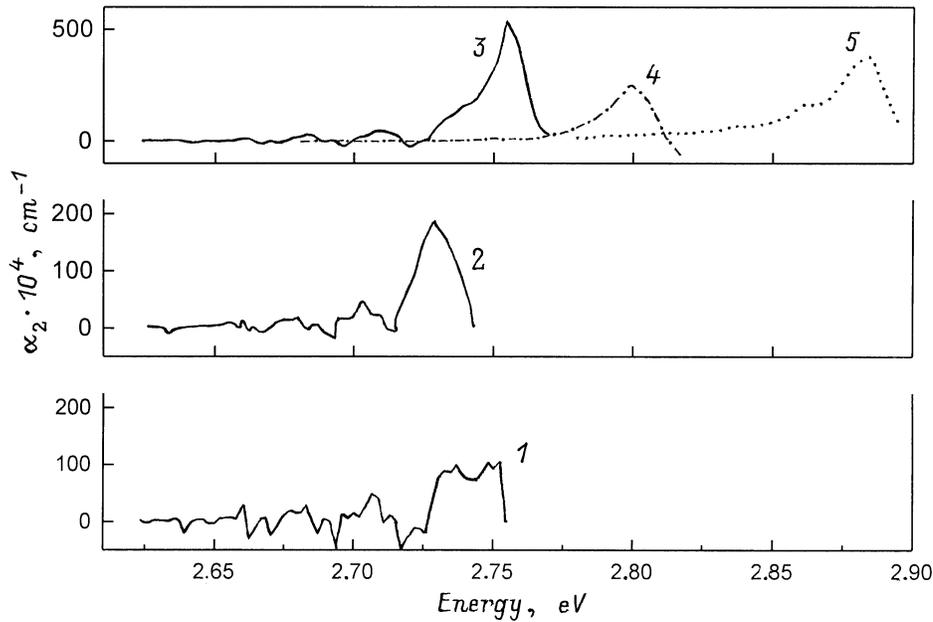


Рис. 1. Спектры амплитуды второй гармоники электропоглощения α_2 . $T = 4.2$ К. Состав твердого раствора и амплитуда переменного электрического поля: 1 — $\text{ZnSe}:\text{Ni}$, 16.6 кВ/см, 2 — $\text{Zn}_{0.99}\text{Cd}_{0.01}\text{Se}:\text{Ni}$, 18.5 кВ/см, 3 — $\text{ZnS}_{0.0005}\text{Se}_{0.9995}:\text{Ni}$, 15 кВ/см, 4 — $\text{ZnS}_{0.133}\text{Se}_{0.867}:\text{Ni}$, 21.4 кВ/см, 5 — $\text{ZnS}_{0.26}\text{Se}_{0.74}:\text{Ni}$, 15 кВ/см.

Константа b , характеризующая степень совершенства твердого раствора [9], принималась равной 0.6 для $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}:\text{Ni}$ [9] и 0.67 для $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}:\text{Ni}$ [10] для температур $T = 4.2$ и 77 К. Свободные экситоны в спектрах отражения наблюдались для всех составов. Спектры электропоглощения регистрировались при $T = 4.2$ К в диапазоне энергий $\hbar\omega = 2.60\text{--}2.90$ эВ. Готовые образцы имели удельное сопротивление $\rho \approx 10^9\text{--}10^{11}$ Ом · см. Прикладываемые поля достигали ~ 25 кВ/см. Толщины образцов составляли ~ 500 мкм, чтобы оптимизировать пропускание в области бесфононной линии донорного экситона Ni [d^7e] и ее колебательных повторов.

3. Обсуждение результатов

3.1. Модель безызлучательной рекомбинации примесных экситонов

Наиболее значительное изменение в спектре электропоглощения — это ослабление пика за счет влияния электрического поля на донорный экситон Ni. Это хорошо видно из рис. 1, где представлены спектры электропоглощения α_2 образцов ZnSe , $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}:\text{Ni}$ с $y = 0.26, 0.13, 0.005$ и $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}:\text{Ni}$ с $x = 0.01$, снятые при $T = 4.2$ К. Мы объясняем это следующим образом. Донорный экситон Ni [d^7e] представляется как образование, состоящее из примесного центра, положительно заряженного относительно решетки, и электрона на водородоподобной орбите, причем изменение заряда примеси происходит в момент образования экситона. Таким образом, для существования примесного экситона

требуется, чтобы примесь имела заряд по отношению к решетке. Кулоновское поле примесного центра вызывает смещение ближайших ионов и таким образом деформирует решетку. Ионы Se^{2-} притягиваются к положительно заряженному примесному центру Ni^{3+} , а ионы Zn^{2+} — отталкиваются от него. Это обстоятельство должно быть учтено при анализе свойств примесного экситона. В работе [7] для $\text{ZnSe}:\text{Ni}$ были приведены модельные расчеты деформации решетки. Эти расчеты показали, что ионы первой конфигурационной сферы (Se^{2-}) смещаются на 0.24 \AA , а ионы второй конфигурационной сферы (Zn^{2+}) — на 0.017 \AA . Для того чтобы более четко представить структуру деформации, на рис. 2 показано сечение кластера $\text{NiSe}_4\text{Zn}_{12}$ плоскостью (110).

На рис. 3 показан адиабатический потенциал $E(q)$ для основного состояния 3T_1 примеси Ni, нейтральной относительно решетки (Ni^{2+} , d^8 -конфигурация). Возбужденные состояния d^8 -конфигурации [1,2,4] для простоты не показаны. Также изображен адиабатический потенциал для состояния донорного экситона [d^7e]. Адиабатический потенциал характеризует зависимость энергии электронов d -оболочки от смещения ионов ближайшего окружения примеси. Для [d^7e]-состояния параметры адиабатического потенциала (крутизна ветвей параболы, координата q_A ее минимума) характеризуют только d^7 -конфигурацию, так как носитель на водородоподобной орбите из-за его удаленности практически не чувствует смещения ионов ближайшего от Ni окружения, т. е. ионов первой и второй координационных сфер, показанных на рис. 2. Таким образом, адиабатический потенциал для до-

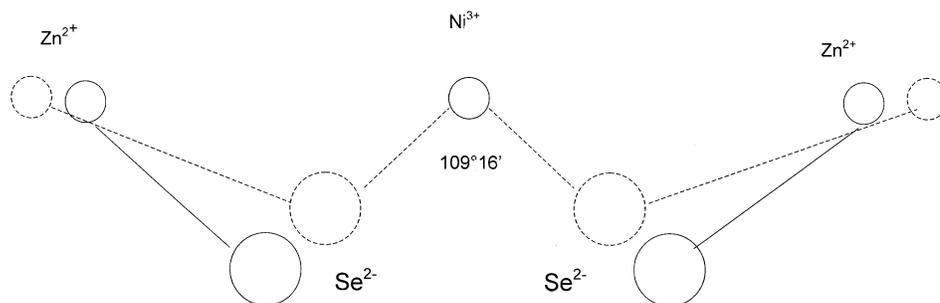


Рис. 2. Схематическое изображение плоскости (110) кластера $\text{NiSe}_4\text{Zn}_{12}$ в кристалле ZnSe:Ni . Положение смещенных атомов и связи $\text{Ni}^{3+}-\text{Se}^{2-}$, $\text{Zn}^{2+}-\text{Se}^{2-}$ после изменения зарядового состояния примеси $\text{Ni}^{2+} \rightarrow \text{Ni}^{3+}$ показаны штриховыми линиями.

нормного экситона $[d^7e]$ характеризует d^7 -конфигурацию иона Ni^{3+} , заряженного относительно решетки.

Общепринятое каноническое описание безызлучательной рекомбинации в рамках адиабатического приближения состоит в том, что конфигурационные кривые для основного и возбужденного состояний пересекаются в точке C . Система в возбужденном состоянии поднимается по конфигурационной кривой до точки C под влиянием температуры. В точке C происходит переход на конфигурационную кривую основного состояния без изменения конфигурационной координаты q_C в соответствии с адиабатическим приближением. После этого происходит спуск вниз по конфигурационной кривой основного состояния с испусканием фононов. В принципе возможен туннельный переход с кривой возбужденного состояния на кривую основного состояния без достижения точки C , и, значит, безызлучательный переход произойдет при меньшей температуре [11]. Эта идея была использована для описания туннельной аннигиляции примесных экситонов, чтобы понять принципиальную возможность интенсивной безызлучательной рекомбинации примесных экситонов при температурах 30–40 К, как это наблюдалось в CdS:Ni [2] и позднее в ZnS:Ni [3].

Однако наша ситуация сложнее. Система в возбужденном состоянии состоит из локализованной части (d^7 -конфигурация иона Ni^{3+} , заряженного относительно решетки) и делокализованной части (электрон на водородоподобной орбите). Система в основном состоянии — это d^8 -конфигурация того же примесного центра с зарядом Ni^{2+} , нейтральным относительно решетки. Туннелирование $[d^7e] \rightarrow d^8$ не имеет смысла, так как это разные зарядовые состояния одного центра. Нужно рассматривать ситуацию, когда электрон может вернуться в d -оболочку без изменения конфигурационной координаты q . Однако для этого решетка должен определенным образом перестроиться, аналогично тому, как это происходит в точке C . Таким образом, возвращение электрона в d -оболочку не должно сопровождаться изменением конфигурационной координаты q . После возвращения электрона d -оболочка оказывается в одном из состояний d^8 -конфигурации. При этом ионы решетки

и Se^{2-} и Zn^{2+} остаются в смещенных положениях, соответствующих заряженной примеси, показанных на рис. 2 штриховой линией. Поэтому понятно, что адиабатические потенциалы для энергетических термов d^8 -конфигурации будут отличаться от адиабатических потенциалов для нейтрального центра до ионизации. Такой адиабатический потенциал $\{d^8\}$ показан на рис. 3 для основного состояния штриховой линией.

Теперь высокую эффективность безызлучательной аннигиляции примесных экситонов и ее усиление с ростом температуры и изменением состава твердого раствора (увеличением x, y) можно представить следующим образом. Возникновение примесного экситона сопровождается изменением конфигурации d -оболочки $d^8 \rightarrow [d^7e]$ для донорного экситона ($d^8 \rightarrow [d^9h]$ для акцепторного экситона) и смещением ионов ближайшего окружения в соответствии с изменением заряда примесного центра. Конфигурационные кривые $\{d^8\}$ существуют виртуально и зависят от степени деформации решетки, определяемой рядом факторов, различных для разных соединений $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$: ионность кристалла, гибридизация d -состояний с

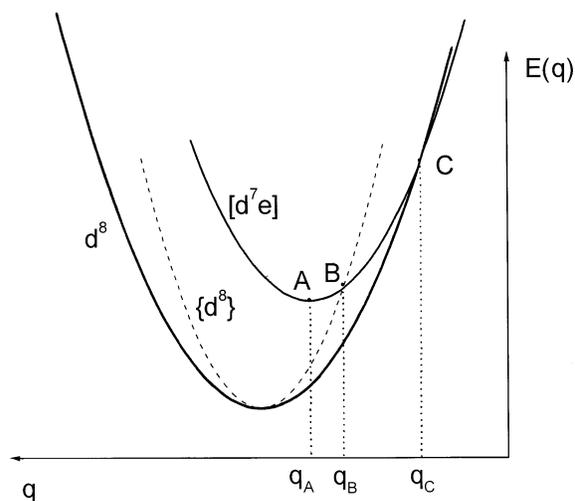


Рис. 3. Адиабатические потенциалы для основного состояния d^8 -конфигурации, промежуточного виртуального состояния $\{d^8\}$ и для состояния донорного экситона $\text{Ni} [d^7e]$.

зонными состояниями, упругими константами решетки и т.д. Таким образом, все кривые $\{d^8\}$ для основного и возбужденных состояний будут отличаться от соответствующих кривых d^8 -конфигурации. Поэтому можно допустить, что одна или несколько виртуальных кривых будут пересекать $[d^7e]$ -кривую вблизи минимума (например, в точке B для кривой состояния $[d^7e]$ на рис. 3). В результате флуктуаций, существующих и при температуре жидкого гелия, система $[d^7e]$ может подняться по конфигурационной кривой близко к точке пересечения. Именно в этот момент полной готовности решетки в области ближайшего окружения примесного центра электрон в водородоподобном состоянии (дырка — для акцепторного случая) возвращается в d -оболочку в соответствии с адиабатическим приближением. Примесь Ni становится нейтральной, деформация решетки будет постепенно релаксировать, а $\{d^8\}$ -кривые будут трансформироваться в обычные адиабатические потенциалы для d^8 -конфигурации. При этом будет происходить спуск вниз по адиабатическому потенциалу d^8 -конфигурации за счет испускания фононов в решетку. Если время трансформации промежуточного состояния $\{d^8\} \rightarrow d^8$ меньше времени спуска вниз, то в этом случае трансформация происходит без изменения энергии и может быть показана горизонтальной стрелкой, как это сделано в работе [4], что воспринимается формально как туннелирование. С ростом температуры происходит подъем системы $[d^7e]$ по конфигурационной кривой до точки пересечения с кривой $\{d^8\}$. Роль членов неадиабатичности, вызывающих переход электрона (дырки) с водородоподобного состояния в d -оболочку, возрастает, вероятность перехода $[d^7e] \rightarrow \{d^8\}$ увеличивается, время жизни примесного экситона уменьшается, и линия примесного экситона становится ненаблюдаемой. Именно такая ситуация имеет место для донорного и акцепторного экситонов Ni при азотной температуре в спектрах ZnO: Ni, ZnS: Ni, ZnSe: Ni, CdS: Ni.

Спектр электропоглощения в твердых растворах $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}:\text{Ni}$ наблюдается при температуре 4.2 К и поэтому система $[d^7e]$ не может подняться по конфигурационной кривой. С ростом y происходит изменение постоянной решетки по закону Верде: $a = a_0 - ky$. Это приводит к относительному смещению кривых $\{d^8\}$ и $[d^7e]$, и точка их пересечения опускается все ближе и ближе к минимуму q_A конфигурационной кривой $[d^7e]$. Поэтому вероятность возвращения носителя с водородоподобного состояния в d -оболочку резко возрастает. Таким образом, модель безызлучательной рекомбинации находится в полном соответствии с адиабатическим приближением и качественно хорошо описывает влияние температуры и разупорядочения твердых растворов $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}:\text{Ni}$ и $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}:\text{Ni}$ на линию примесного экситона. Если d -примесь имеет много внутрицентровых состояний d^n -конфигурации (например, Fe^{2+}), то велика вероятность, что один или несколько адиабатических потенциалов $\{d^n\}$ -конфигурации пересекают конфигурационную кривую d^{n-1} (для Fe — d^5) и безызлучательная

аннигиляция донорного экситона $[d^5e] \rightarrow d^6$ происходит очень эффективно даже при температуре 4.2 К [12,13]. Наш опыт показывает, что пока не удалось обнаружить донорные экситоны $[d^5e]$ Fe и акцепторные экситоны $[d^5h]$ Cr в ZnSe и ZnS, легированных этими примесями, хотя полосы фотоионизации $\text{Fe}^{2+} \rightarrow \text{Fe}^{3+} + e$ и $\text{Cr}^{2+} \rightarrow \text{Cr}^{1+} + h$ в ZnSe и ZnS наблюдаются очень четко.

3.2. Зависимость сдвига линии донорного экситона в твердых растворах от состава

Сдвиги линии донорного экситона Ni от состава твердых растворов $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}:\text{Ni}$ и $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}:\text{Ni}$ в принципе позволяют наблюдать со спектроскопической точностью абсолютное смещение дна зоны проводимости твердых растворов от состава. Эти соображения были высказаны в [14]. В экспериментальных спектрах для твердых растворов $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}:\text{Ni}$ с $x = 0.01$ и $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}:\text{Ni}$ с $y = 0.026$ наблюдается четкое смещение головной линии донорного экситона Ni в сторону меньших и больших энергий приблизительно на 6 и 5 мэВ соответственно (рис. 4). Это подтверждает идеи [14] о большой точности наблюдения абсолютных сдвигов краев зон в твердых растворах по наблюдению примесных экситонов. Очень важно расширить интервал значений x и y твердых растворов. К сожалению, в нашем распоряжении пока нет кристаллов с x, y в интервале 0.03–0.1, где головная линия примесного экситона и ее колебательные повторения еще могут наблюдаться. Для таких составов сдвиг головной линии будет значительнее, что позволит количественно анализировать абсолютное смещение дна зоны проводимости от состава твердого раствора. Представляется интересным получить параметр b_c , аналогичный b в соотношении (1), определяющий нелинейную добавку смещения только дна зоны проводимости E_c от состава.

3.3. Влияние электрического поля на линию свободных экситонов

В твердых растворах, в результате случайного расположения замещающих атомов по узлам кристаллической решетки, происходит размытие краев разрешенных зон и появление "хвостов" плотности локализованных состояний. Плотность состояний убывает по экспоненциальному закону по мере удаления от края разрешенной зоны. Край основного поглощения, формируемый межзонными переходами, также описывается экспоненциальной зависимостью при энергиях квантов света, меньших ширины запрещенной зоны E_g , (правило Урбаха)

$$\alpha \approx \exp\{-(E_g - \hbar\omega)/\varepsilon_0\}. \quad (2)$$

При наложении на кристалл внешнего однородного электрического поля происходит туннелирование электронов валентной зоны в запрещенную щель, и становятся возможными переходы в зону проводимости под влиянием кванта света с энергией $\hbar\omega$, меньшей E_g (эффект

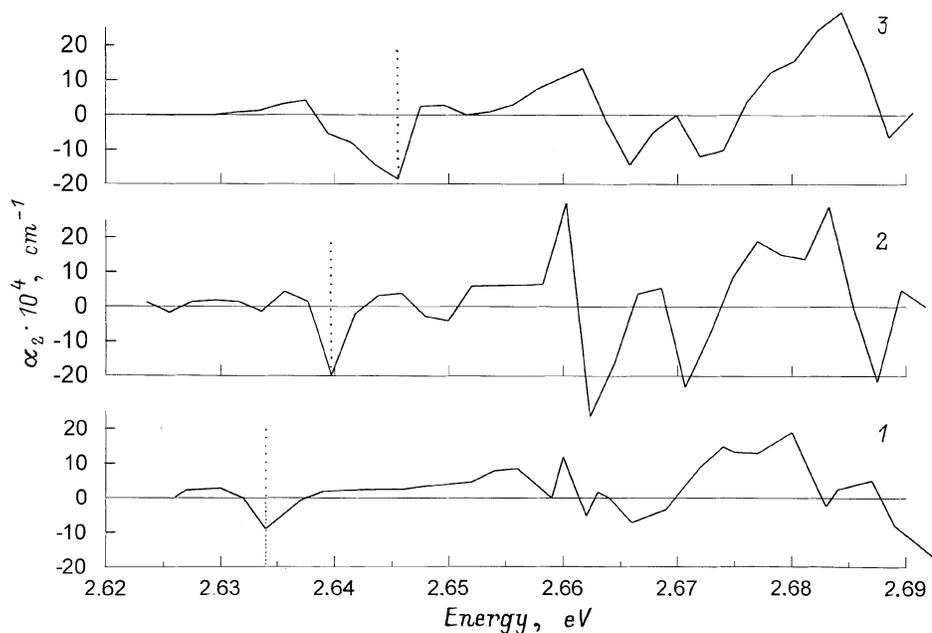


Рис. 4. Спектры амплитуды второй гармоники электропоглощения α_2 . $T = 4.2$ К. Состав твердого раствора и амплитуда переменного электрического поля: 1 — $\text{Zn}_{0.99}\text{Cd}_{0.01}\text{Se}:\text{Ni}$, 15 кВ/см, 2 — $\text{ZnSe}:\text{Ni}$, 16.6 кВ/см, 3 — $\text{ZnS}_{0.026}\text{Se}_{0.974}:\text{Ni}$, 16.6 кВ/см.

Франца–Келдыша). Для экспоненциального края основного поглощения влияние электрического поля сводится к сдвигу экспоненциальной кривой поглощения в сторону меньших энергий на величину E , зависящую от электрического поля и от параметра, определяющего крутизну экспоненциального края. Влияние состава твердых растворов на линию свободных экситонов проявляется в первую очередь в сдвиге линии поглощения в сторону меньших или больших энергий (в зависимости от типа твердого раствора). Для рассматриваемых твердых растворов с малыми x, y ($x, y \approx 0.01-0.02$) наблюдается хорошо заметный вклад за счет влияния электрического поля на линию свободного экситона, причем для твердых растворов с анионным замещением он существенно больше, что качественно соответствует результатам работ по люминесценции [5]. С увеличением x, y происходит сдвиг линии поглощения в сторону меньших энергий (для $\text{ZnCdSe}:\text{Ni}$) или в сторону больших энергий (для $\text{ZnSSe}:\text{Ni}$). Это хорошо видно на рис. 1, на котором представлены спектры электропоглощения образцов ZnSe , $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}:\text{Ni}$ и $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}:\text{Ni}$. Заметно, что для $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}:\text{Ni}$ пики бесфононной линии донорного экситона Ni (2.64 эВ) с увеличением y сглаживаются, но большой положительный пик за счет влияния электрического поля на линию свободного экситона остается и, более того, увеличивается по высоте. Для образцов с большим содержанием S, $\text{ZnS}_{0.13}\text{Se}_{0.87}$ и $\text{ZnS}_{0.26}\text{Se}_{0.74}$, спектры изменяются довольно радикально: наблюдается только большой положительный пик, смещенный в сторону больших энергий в соответствии с ростом E_g . На рис. 5 показан спектр электропоглощения образца с $y = 0.26$, полученный при $T = 4.2$ К. Этот

спектр изображен в логарифмическом масштабе с целью выявления экспоненциальной формы края поглощения. Видно, что зависимость $\ln \alpha_2$ от $\hbar\omega$ на графике хорошо укладывается на прямую. По наклону этой прямой можно приблизительно вычислить величину ε_0 , характеризующую край основного поглощения, используя формулу Франца–Келдыша. Нами были вычислены параметры ε_0 для различных твердых растворов. Для растворов с $y = 0.13, 0.26$ эта величина составляет примерно 12–15 мэВ при $T = 4.2$ К. При $T = 77$ К параметр ε_0

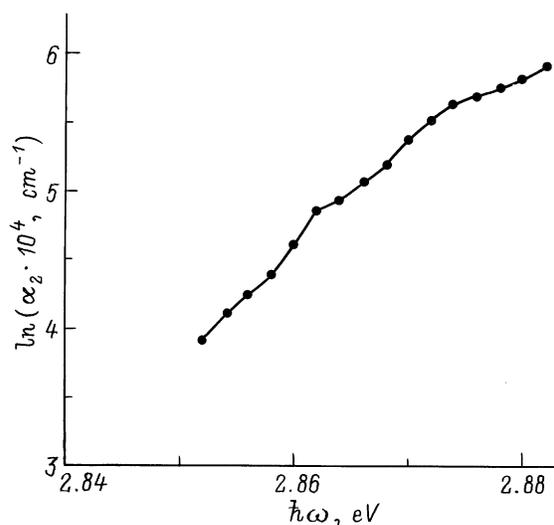


Рис. 5. Спектр амплитуды второй гармоники электропоглощения α_2 образца $\text{ZnS}_{0.26}\text{Se}_{0.74}$. $T = 4.2$ К. Амплитуда переменного электрического поля 15 кВ/см.

увеличивается. Следует отметить, что определение параметра ε_0 по спектру электропоглощения для кристаллов с примесями затруднено, так как в таких кристаллах наряду с поглощением за счет свободных экситонов (2) существует заметный вклад примесного поглощения в области хвоста экситонной линии. Это искажает как постоянную, так и переменную составляющие, измеряемые в методе электропоглощения [1], и в конечном счете может исказить величину ε_0 , характеризующую только поглощение в области экспоненциального края свободного экситона. Тем не менее методическая возможность определения величины ε_0 по спектру электропоглощения представляется полезной для твердых растворов $A^{II}B^{VI}$.

4. Заключение

Традиционный подход к исследованию деформации решетки вблизи примесного центра состоит в наблюдении спектров инфракрасного поглощения и комбинационного рассеяния. В принципе деформация решетки может проявиться также в ядерном магнитном резонансе, в рассеянии фононов и т.д. Результатов подобных измерений в литературе нет. Мы используем новый подход для исследования деформации решетки вблизи заряженного центра. Возникающая деформация решетки может быть изучена по наблюдению примесных экситонов, например, по анализу взаимодействия примесного экситона с локализованными модами, возникающими при деформации решетки вблизи заряженного центра [7,8]. Другой вариант, предложенный в данной работе, заключается в изучении безызлучательной аннигиляции примесных экситонов. Бесфононная линия и ее колебательные повторения в спектрах электропоглощения очень сильно ослабляются с ростом температуры или изменением состава твердого раствора как по анионной, так и по катионной подрешетке. В предложенной нами модели безызлучательной рекомбинации примесных экситонов Ni деформация решетки играет ключевую роль, так как именно она формирует промежуточное виртуальное состояние $\{d^8\}$ примеси Ni. Отметим в завершение, что фотоиндуцированный вариант деформации решетки позволяет в принципе изучать динамику формирования решетки сразу после фотоионизации примеси.

Список литературы

- [1] В.И. Соколов. ФТП, **28**, 545 (1994).
- [2] В.И. Соколов, А.Н. Мамедов. Письма ЖЭТФ, **43**, 187 (1986).
- [3] R. Heitz, A. Hoffmann, I. Broser. Phys. Rev., **48**, 8672 (1993).
- [4] В.И. Соколов, О.В. Долженков. ФТП, **32**, 455 (1998).
- [5] S. Permogorov, A. Reznitsky. J. Luminesc., **52**, 201 (1992).
- [6] В.С. Вихнин. ФТТ, **31**, 149 (1989).
- [7] А.Н. Кислов, В.Г. Мазуренко, В.И. Соколов, А.Н. Вараксин. ФТТ, **39**, 2147 (1997).
- [8] А.Н. Кислов, В.Г. Мазуренко, В.И. Соколов, А.Н. Вараксин. ФТТ, **41**, 986 (1999).
- [9] Н.Н. Берченко, В.Е. Кревс, В.Г. Средин. Полупроводниковые твердые растворы A_2B_6 и их применение (М., 1982) с. 208.
- [10] P.N. Newbury, K. Shahzad, J. Pertuzzello, D.A. Cammack. J. Appl. Phys., **66**, 4950 (1989).
- [11] В.Н. Абакумов, И.А. Меркулов, В.И. Перель, И.Н. Ясневич. ЖЭТФ, **89**, 1472 (1985).
- [12] V.I. Sokolov. Acta Phys. Polon. A, **90**, 245 (1996).
- [13] V.I. Sokolov. Proc. SPIE, **2706**, 278 (1996).
- [14] В.И. Соколов. Автореф. докт. дисс. (Свердловск, 1988).

Редактор Л.В. Шаронова

Ni impurity excitons and photoinduced distortion of lattice of $ZnSe_{1-y}S_y:Ni$ and $Zn_{1-x}Cd_xSe:Ni$ solid solutions

V.I. Sokolov, V.N. Starovoitova

Institute of Metal Physics,
Ural Branch of Russian Academy of Sciences,
620219 Ekaterinburg, Russia

Abstract Strong dependence of Ni donor exciton zero phonon line and series of its vibration repetitions on $ZnSe_{1-y}S_y:Ni$ and $Zn_{1-x}Cd_xSe:Ni$ solid solution composition has been investigated. A model of a nonradiative recombination of impurity excitons is discussed in detail with an account of an intermediate virtual $\{d^8\}$ state. It depends on the lattice distortion induced by impurity Ni^{3+} centers charged positively with respect to the lattice.