Физика низких температур, 1995, т. 21, № 5, с. 559–564 УДК 538.9

Ионизация экситонов на примесных молекулярных ионах XeK^+, изолированных в твердом Xe

А. А. Колмаков, В. Г. Станкевич, Л. П. Суханов

РНЦ Курчатовский Институт, Россия, 123182, г. Москва, пл. И. В. Курчатова

П. Гертлер, М. Краас

Hasylab at Desy, Notkest. 85, 2 Hamburg 52, Germany

Статья поступила в редакцию 5 декабря 1994 г., после переработки 20 января 1995 г.

Измерены спектры возбуждения фотопроводимости и люминесценции образцов твердого Xe с поверхностью, допированной ионами K^+. На спектрах фотопроводимости как функции длины волны возбуждающего света обнаружены пики фототока в экситонных позициях, показывающие, что при данных энергиях формируются подвижные носители тока на поверхности образца. Этот процесс объясняется захватом экситона на центрах XeK^+ с последующим образованием подвижной дырки в результате реакции с переносом заряда между экситоном и ионом. Эти подвижные дырки регистрируются как измеряемые фототоки. Проведена оценка вероятности образования дырки в такого рода процессах. Спектр возбуждения люминесценции автолокализованных экситонов в целом совпадает с уже известными, однако для допированных ионами образцов наблюдается некоторое тушение свечения в высокоэнергетичной части спектра. Этот эффект объясняется преимущественным развалом слабосвязанных экситонов с $n = 2$ сильным электростатическим полем в образце.

Виміряно спектри збудження фотопровідності та люмінесценції зразків твердого Xe з поверхнею, допованою іонами K^+. На спектрах фотопровідності як функції довжини хвилі збуджуючого світла виявлено піки фототоку в екситонних позиціях, яки виявляють, що при даних енергіях формуються рухомі носії току на поверхні зразка. Цей процес пояснюється захопленням екситона на центрах XeK^+ з наступним утворенням рухомої дірки в результаті реакції з переносом заряду між екситоном та іоном. Ці рухомі дірки реєструються як фототоки, що вимірюються. Проведено оцінку імовірності утворення дірки в такого роду процесах. Спектр збудження люмінесценції автолокалізованих екситонів в цілому збігається з вже відомими, однак для допованих іонами зразків спостерігається деяке гасіння світіння в високоенергетичній частині спектра. Цей ефект пояснюється переважним руйнуванням слабкозв'язаних екситонів з $n = 2$ сильним електростатичним полем у зразку.

Введение

Стабилизация ионов в конденсированных инертных газах (КИГ) является мощным инструментом для их спектроскопии от инфракрасной до вакуумно-ультрафиолетовой части спектра. Этот метод имеет ряд преимуществ по сравнению с исследованиями в газовой фазе [1,2].

Некоторые ионы, например ионы щелочных металлов (M^+), могут формировать стабильные молекулярные комплексы M^+Rg с атомами инертных газов (Rg) с энергией связи E_b до 0,5 эВ [3,4]. Предполагается, что эти комплексы образуются также при допировании ионами матриц инертных газов [3]. Спектроскопия этих ионов представляет не только академический интерес, но также имеет и потенциальное прикладное значение. Было показано [4,5], что существует возможность достижения лазерной генерации на молекулярных переходах этих ионов $MRg^+ \rightarrow M^+Rg$ в газовой фазе. В данной работе сделана попытка экспериментально исследовать эти системы в КИГ и, в частности, выяснить влияние экситонной подсистемы твердого Xe на стабильность этих ионных комплексов. Люминесцентная и фототоковая спектроскопия ввиду их особой чувствительности к заряженным и нейтральным примесям в образце являются, по-видимому, наиболее подходящими методами для исследования такого рода систем.

Эксперимент

Эксперименты выполнялись с использованием синхротронного излучения (СИ) на станции HIGITI в лаборатории HASYLAB на DESY, экспериментальное оборудование которой было подробно описано ранее в [6]. Синхротронное излучение диспергировалось первичным монохроматором с разрешением 5 Å. Для подавления эффектов второго порядка, связанных с влиянием решетки, на выходе монохроматора устанавливался LiF-фильтр. Типичный поток фотонов на экспериментальную ячейку в наших экспериментах составлял $10^{11}-10^{12}$ фотон/с.

© А. А. Колмаков, В. Г. Станкевич, Л. П. Суханов, П. Гертлер, М. Краас, 1995

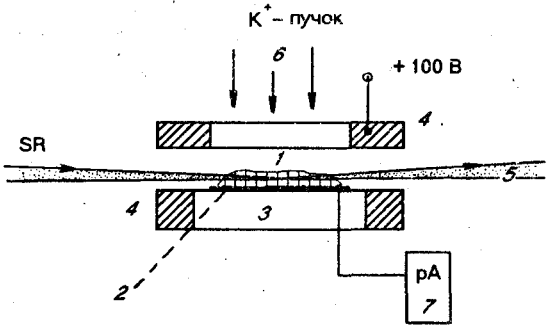

Рис. 1. Конструкция измерительной ячейки: пленка твердого Xe толщиной $\delta \sim 100$–500 мкм, $T \sim 30$ K (*1*); золотой коллектор (*2*); сапфировая подложка (*3*); ограничивающие щели (*4*); синхротронное излучение (*5*); пучок ионов K^+ (*6*); пикоамперметр (*7*); SR — синхротронное излучение.

Конструкция экспериментальной ячейки приведена на рис. 1. Образец инертного газа *1* конденсировался из газовой фазы на сапфировую подложку *3* с напыленным золотым электродом *2*. Вся сборка монтировалась на холодном «пальце» продувного гелиевого криостата. Сапфировая подложка, как рекомендовано в [7], поддерживалась при повышенной температуре 55 K в процессе конденсации Xe, и скорость осаждения составляла порядка 500 Å/с. Это обеспечивало достаточно хорошее оптическое качество образца. Толщина образца δ варьировалась от 100 до 500 мкм. Использовались газы компании Linde с исходной чистотой 99,99% без какой-либо дальнейшей очистки. Напыленный золотой слой *2* толщиной 1 000 Å и диаметром 3 см использовался как измерительный электрод. Вторым электродом в токовых экспериментах служили корпус щелей *4* и подвижная заслонка, выдвигаемая перед образцом на расстоянии 2 мм от последнего. Типичная величина фототоков в наших экспериментах составляла 10^{-12} А и измерялась с помощью Keithley-617 пикоамперметра *7*. К ограничивающим металлическим щелям *4* и другим металлическим частям, окружающим образец, подводился потенциал +100 В для подавления паразитной электронной эмиссии от этих частей под действием СИ, а также для вытягивания фотоэлектронов с поверхности образца. Остаточное давление в камере образцов в процессе эксперимента составляло 10^{-9} Торр. Для допирования пленок инертных газов ионами K^+ использовался специальный термоионный источник *6*, который предварительно обезгаживался в вакууме. Чистота используемого ионного источника по отношению к заряженным и нейтральным примесям в ионном пучке тестировалась в предварительных масс-спектрометрических исследованиях [8] и составляла 99,9%. Кинетическая энергия допирующих ионов выбиралась 25 эВ, и полная доза облучения образца не превышала 10^{-7} Кл, что обеспечивало концентрацию ионов в приповерхностном слое образца $N \sim 10^{16}$ см$^{-3}$. Для увеличения оптического пути и, следовательно, сигнала фототока мы использовали геометрию скользящего падения СИ на образец. Это было также необходимо для уменьшения эффекта нейтрализации поверхностного заряда ионов вследствие паразитной фотоэмиссии с золотого коллектора в области прозрачности матрицы.

Спектры возбуждения люминесценции и фототока измерялись одновременно. Люминесцентное свечение анализировалось вторичным монохроматором типа Сейи—Намиоки в спектральном диапазоне от 110 до 500 нм с разрешением порядка 15 Å. После каждой зарядки образца ионами K^+ проводилось несколько сеансов измерений с регистрацией спектров возбуждения люминесценции и фототока, и окончательная разрядка образца осуществлялась облучением последнего недиспергированным светом СИ (нулевой порядок первичного монохроматора).

Результаты

Типичные спектры возбуждения фототоков для чистых (кривая *I*) и допированных ионами K^+ (кривая *II*) матриц Xe показаны на рис. 2. На этих спектрах можно выделить три области: предвозбуждения *A*, экситонная *B* и область прямой фотоэмиссии *C*. В области *A* наблюдается широкий максимум для Xe, который возрастает при допировании поверхности ионами и возвращается к прежнему значению после нейтрализации поверхностного заряда. Для образцов, выращенных при низких температурах, интенсивность этого широкого максимума увеличивается. Необходимо отметить, что в этом спектральном диапазоне образец прозрачен для падающего излучения. Мы приписываем этот мнимый максимум электронной эмиссии с золотой подложки, которая возрастает в присутствии поверхностного заряда, действующего как экстрагирующий электрод, и спадает в коротковолновой части за счет начавшегося экситонного поглощения. Очевидно также, что свет, рассеянный на границах зерен в поликристаллическом образце, выращенном при более низких температурах, увеличивает эту эмиссию за счет большей зернистости пленки. В контрольных экспериментах золотая подложка (коллектор) покрывалась микронным слоем твердого O_2 перед напылением Xe образца. Это приводит к полному подавлению сигнала фототока в этой области спектра. Кислород, являясь эффективным акцептором электронов, препятствует дальнейшему движению фотоэлектронов из подложки в образец.

В экситонной области *B* (см. рис. 2) можно указать на следующие особенности:

1. На спектрах допированных ионами образцов обнаруживаются максимумы фототока в экситонных позициях, аналогичные тем, которые наблюдались на тонких образцах $\delta \sim 100$ Å в [9–11]. На-

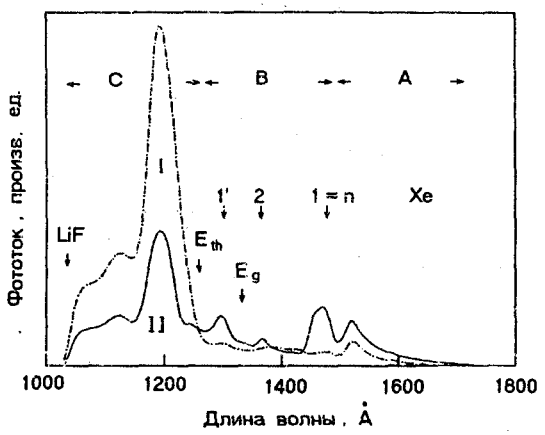

Рис. 2. Спектр возбуждения фототока: чистый образец Xe (*I*); образец, допированный ионами K^+ (*II*); n = 1, 1', 2, — позиции экситонов; E_{th} — порог фотоэмиссии.

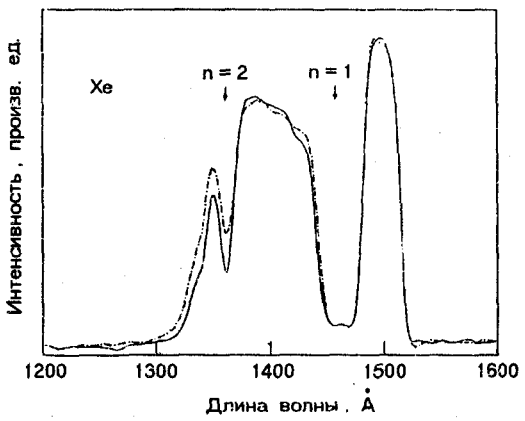

Рис. 3. Спектр возбуждения люминесценции автолокализованного экситона в твердом Xe: чистый образец Xe (– · –); образец, допированный ионами K^+ (——); n = 1, 2 — позиции экситонов.

помним, что для «толстых» образцов с $\delta > 1\,000$ Å в этих работах наблюдались *минимумы* в экситонных позициях. Спектры, снятые сразу после допирования ионами K^+, имеют наибольшие значения токов в максимуме. Для более толстых образцов величина максимумов растет.

2. Повторное снятие спектра с допированного образца дает ту же самую структуру спектра, но с уменьшением интенсивности в максимумах на 20–50%. Многократное снятие спектров приводит в пределе к полной разрядке образца и потере указанной структуры спектра.

3. Для чистых и допированных образцов после полной нейтрализации поверхностного заряда в экситонных позициях наблюдаются только очень слабо выраженные особенности. Наличие слабых пиков в экситонных позициях в спектрах фототока для чистых образцов объясняется ионизацией примесей на поверхности образца.

В спектральном диапазоне выше предела ионизации $E_{th} = 9{,}7$ эВ (область *C*) фототок обусловлен прямой фотоэмиссией электронов с поверхности матрицы. Допирование образца приводит к уменьшению фототока в этой области. Этот эффект вызван уменьшением разности потенциалов между положительно заряженной поверхностью и окружающими электродами, находящимися под потенциалом +100 В. Также возможна прямая рекомбинация фотоэлектронов с ионами на поверхности образца.

Спектры возбуждения свечения автолокализованных экситонов для чистых (штрих-пунктирная кривая) и допированных ионами K^+ (сплошная кривая) матриц Xe показаны на рис. 3. Они являются характерными для спектров возбуждения толстых образцов [12] с минимумами в экситонных позициях, обусловленными потерями на отражение и частично поверхностным примесным тушением. После допирования наблюдается некоторое тушение свечения в высокоэнергетичной части спектра, и после нейтрализации образца спектр возвращается к прежним значениям.

Обсуждение

Вследствие того, что области *A* и *C* в спектрах фототока описываются элементарными процессами, мы рассмотрим экситонную область *B* (рис. 2). В серии работ по измерению фотоэмиссии из тонких пленок инертных газов, нанесенных на металлическую подложку [9–11], максимумы в экситонных позициях объяснялись эффектом миграции свободных экситонов или диполь-дипольным механизмом передачи энергии от экситона к металлической подложке с последующей электронной эмиссией из нее. Для толстых образцов, в которых глубина проникновения света много меньше толщины образца, наоборот, наблюдаются минимумы в экситонных позициях в основном из-за потерь на отражение. В нашем случае для толстых образцов в экситонных позициях наблюдаются *максимумы*. Поскольку при этих энергиях глубина проникновения света мала, вышеописанные эффекты можно объяснить только процессом, имеющим место на поверхности образца. Так как интенсивность максимума тока уменьшается при уменьшении поверхностного заряда, этот процесс можно прямо связать с количеством допирующих ионов у поверхности образца.

Для объяснения полученных результатов мы предлагаем следующий механизм: ионы K^+ локализуются в матрице инертного газа в виде изолированного иона или молекулярного иона K^+Xe вблизи поверхности образца в слое $L \sim 100$ Å. После создания свободного экситона вблизи поверхности образца, где велика концентрация ионов,

экситон вследствие большого сечения взаимодействия с ионом захватывается ионом и ионизуется в результате процесса

$$K^+Xe + Xe^* \rightarrow Xe^+ + K^0 + Xe^0 + \delta E \quad (1)$$

с образованием дырки (индексами +, * и 0 обозначены ионы, возбужденные атомы и нейтральные атомы соответственно; δE — выделившаяся энергия). Эта подвижная дырка под действием внутреннего поля в образце дрейфует к коллектору и обусловливает измеряемый фототок. При увеличении глубины проникновения света в образец вероятность взаимодействия экситона с ионом уменьшается, и фототок падает. В силу того, что глубина проникновения света является функцией коэффициента поглощения образца, фототок имеет пик в экситонной позиции аналогично тому, как это имеет место в тонких образцах. Для грубой оценки вероятности процесса (1) рассмотрим газокинетическое приближение для соответствующей ионно-молекулярной реакции. Возможность такого подхода для конденсированной фазы была продемонстрирована в [13,14]. Согласно этому приближению, реакция происходит в два этапа:
1) формирование промежуточного активированного комплекса

$$Xe^* + XeK^+ \rightarrow \left[\left(XeKXe\right)^+\right]^*; \quad (2)$$

2) диссоциация этого комплекса по следующим каналам:

$$\left[\left(XeKXe\right)^+\right]^* \rightarrow \begin{cases} (XeK^+)^* + Xe^0 + \delta E_1 & (3а) \\ Xe^+ + K^0 + Xe^0 + \delta E_2 & (3б) \\ Xe^+K + Xe^0 + \delta E_3 & (3в) \\ Xe_2^+ + K^0 + \delta E_4 & (3г) \end{cases}.$$

Другие статистически возможные каналы исключены из рассмотрения как запрещенные энергетически.

Оценим вероятность образования промежуточного ионного комплекса (2). Предполагая поляризационное взаимодействие между молекулярным ионом и экситоном, можно показать [15], что сечение образования промежуточного комплекса в процессе (2) может быть оценено по формуле

$$\sigma(v) = \frac{2\pi}{v}\left(\frac{e^2\alpha}{\varepsilon\mu}\right)^{1/2}, \quad (4)$$

где α — поляризуемость экситона ($\alpha \sim r_{ex}^3$, r_{ex} — радиус экситона); ε — диэлектрическая проницаемость твердого инертного газа; v — скорость свободного экситона и μ — приведенная масса экситона и молекулярного иона.

Вследствие сильной локализации XeK^+ μ совпадает с массой экситона. Подставляя все значения параметров из [7,16] в (4), получаем, что для Xe $\sigma \sim 10^{-13}$ см^2 и, следовательно, радиус взаимодействия $R_0 \sim 30$ Å. Следует отметить, что эта величина имеет тот же порядок, что и длина пробега свободного экситона до автолокализации в поликристаллических образцах. Заметим также, что для экситонов с $n > 2$ и сечение, и радиус взаимодействия в несколько раз больше. В силу того, что локализация ионов K^+ происходит в тонком слое 100–200 Å вблизи поверхности образца, концентрация ионов в этом слое довольно велика и составляет $N \sim 10^{16}$ см$^{-3}$. Таким образом, время образования комплекса $T = (vN\sigma)^{-1} \sim 10^{-11}-10^{-12}$ с. Это время сравнимо с временем жизни свободного экситона в таких образцах и, следовательно, в данном случае описанный процесс формирования комплекса конкурирует с процессом автолокализации экситона. Однако необходимо отметить, что даже после автолокализации есть вероятность переноса энергии между экситоном и молекулярным ионом за счет диполь-дипольного взаимодействия [12].

Для оценки вероятности диссоциации комплекса (2) по каналам (3а)–(3г) мы воспользовались выражением для времени жизни активированной молекулы в модели Касселя [17]:

$$\tau \approx \nu_0^{-1}\left(\frac{E}{E - E_0}\right)^{s-1}, \quad (5)$$

где $\nu_0 \sim 10^{12}$ с$^{-1}$ — характерная частота колебания молекулы; E и E_0 — энергии активированной молекулы и продуктов диссоциации соответственно; s — количество возможных нормальных колебаний молекулы. Для молекулы Xe_2K^+ $s = 3$. Следовательно, формулу (5) можно переписать в виде

$$\tau_i \approx \nu_0^{-1}\left(\frac{E}{\delta E_i}\right)^2, \quad (6)$$

где δE_i — энергия, высвобождаемая в соответствующем канале диссоциации.

Пренебрегая каким-либо влиянием твердой фазы и предполагая, что промежуточный комплекс не релаксировал по колебательным состояниям до диссоциации, можно грубо оценить время жизни комплекса по отношению к различным каналам диссоциации. Принимая за нуль энергию нейтральных атомов Xe и K на бесконечности, для энергии комплекса имеем [17]

$$E = I_{ionis}(K) - E_{bound}(XeK^+) + E_{excit}\left(Xe(^3P)\right) \approx 12{,}5 \text{ эВ}.$$

Аналогично подсчитывается энергия E_i продуктов (3а)–(3г) в каждом канале распада комплекса (2) и $\delta E_i = E - E_i$. Таким образом, для каналов (3а)–(3г) имеем $\delta E_1 = 0{,}7$ эВ, $\delta E_2 = 0{,}4$ эВ, $\delta E_3 = 0{,}9$ эВ, $\delta E_4 = 1{,}4$ эВ и соответственно времена распада по соответствующему каналу:

$$\tau_1 = 3\cdot 10^{-10}\ \text{с},\ \tau_2 = 9\cdot 10^{-10}\ \text{с},$$

$$\tau_3 = 2\cdot 10^{-10}\ \text{с},\ \tau_4 = 1\cdot 10^{-10}\ \text{с}.$$

Можно показать, что исходя из полученных времен вероятность распада активированного комплекса по каналам (3б) и (3г), имеющим в составе продуктов реакций ионы Xe^+ и Xe_2^+, составляет более 50%.

Допуская справедливость приведенных выше оценок и для твердой фазы, можно заключить, что образование свободных и автолокализованных дырок в процессе распада активированного комплекса является превалирующим. Подвижность этих положительных носителей [19] и обусловливает измеряемый фототок.

Альтернативой предложенному выше описанию может служить механизм нерезонансной перезарядки по следующим каналам:

$$Xe^*(^3P) + XeK^+(^1\Sigma^+) \rightarrow$$

$$\rightarrow \begin{cases} K(^2S) + Xe_2^+(^2\Pi_u)_{3/2} + \Delta E = 0{,}3\ \text{эВ} & (7а) \\ K(^2S) + Xe_2^+(^2\Pi_g)_{1/2} + \Delta E = 0{,}5\ \text{эВ} & (7б) \\ K(^2S) + Xe_2^+(^2\Pi_g)_{3/2} + \Delta E = 0{,}7\ \text{эВ} & (7в) \\ K(^2S) + Xe_2^+(^2\Sigma_u^+) + \Delta E = 0{,}5\ \text{эВ} & (7г) \end{cases}$$

Здесь при расчете разницы ΔE в потенциальных энергиях продуктов реакции и исходных частиц использованы энергии нижних электронных возбуждений [20] молекулы Xe_2^+. В условиях поляризационного притяжения ион — атом по известному закону $U(r) = -\alpha/2r^4$ (α — поляризуемость атома) квазипересечение электронного терма реагентов с термами продуктов (7а)–(7г) происходит на расстояниях порядка

$$R_p = \left(\frac{\alpha(Xe^*) - \alpha(K)}{2\Delta E}\right)^{1/4}. \qquad (8)$$

Полагая поляризуемость первого экситона в криокристалле Xe равной $\alpha(Xe^*) = 4/3\,(\pi r_{ex})^3 = 926a_0^3$, $\alpha_K(^2S) = 290a_0^3$ [21] (где a_0 — боровский радиус), находим для каналов (7а)–(7г) расстояния квазипересечения термов $R_p \sim 6$ Å, что значительно меньше радиуса R_0 захвата экситона в промежуточный активированный комплекс. Следовательно, оцененное выше сечение поляризационного захвата экситона в комплекс $[(XeKXe)^+]^*$ $\sigma \sim 10^{-13}$ см^2 существенно больше газокинетического сечения перезарядки $\pi R_p^2 \sim 10^{-14}$ см^2, которое, в свою очередь, является оценкой сверху для самого сечения перезарядки. Тем не менее приведем оценки характерных времен перезарядки τ_p с целью их последующего сравнения с временами образования комплекса T и продуктов реакции. С точки зрения теории перезарядки [22,23], исследуемый нами случай соответствует модели Розена—Зинера, когда разность энергий связи валентного электрона около каждого из атомных остатков ($I_K - I_{Xe^*} = 4{,}3 - 3{,}7 = 0{,}6$ эВ) значительно меньше любой из этих величин. При скоростях столкновения Xe^* (экситона) с молекулярным ионом $v \sim 10^6 - 10^7$ см/с параметр этой модели $\beta \sim 0{,}6 - 6$:

$$\beta = \frac{\pi\Delta(R_p)}{2\gamma v},$$

где $\Delta(R_p) \sim 0{,}6$ эВ; $\gamma^2/2 \sim 4$ эВ — энергия связи валентного электрона; $e = m_e = \hbar = 1$. Таким образом, для сечения перезарядки имеем

$$\sigma_p = \frac{1}{3}\frac{\pi R_p^2}{2} F(\beta);\ F(\beta) = \int_0^1 \frac{2x\,dx}{\mathrm{ch}^2(\beta/x)}. \qquad (9)$$

В выражении для сечения (6) множитель 1/3 отвечает вероятности того, что в точке перехода проекция момента p-электрона на направления, соединяющие ядра, равна нулю для реакции (7г). Для реакций (7а)–(7в) этот множитель равен 2/3. С учетом приведенных в [22,23] значений функции $F(\beta)$ получаем, что при указанных выше скоростях столкновений v сечение перезарядки $\sigma_p \leq 10^{-15}$ см$^2 \ll \sigma \sim 10^{-13}$ см^2. Таким образом, времена перезарядки τ_p как минимум на два порядка превосходят времена образования комплекса $T \sim 10^{-11} - 10^{-12}$ с и по крайней мере не меньше оцененных выше времен образования подвижных дырок по двухстадийному механизму образования и распада активированного комплекса.

Таким образом, сравнительные оценки свидетельствуют об эффективном участии зарядовых комплексов типа $[(XeKXe)^+]^*$ в формировании спектров возбуждения фототока.

Характер спектра возбуждения люминесценции близок к уже известным результатам [12], где наблюдаемые минимумы в экситонных позициях связывались с потерями на отражение и с переносом энергии экситонов к центрам тушения на поверхности. Как видно из рис. 3, допирование поверхности ионами не приводит к заметным изменениям в спектре в низкоэнергетичной его части.

Однако в области экситона с $n = 2$ наблюдается заметное тушение свечения автолокализованных экситонов. Уменьшение выхода люминесценции для заряженных образцов, по-видимому, может быть объяснено преимущественной ионизацией слабосвязанных свободных экситонов с $n = 2$ в сильном электрическом поле наведенным поверхностным зарядом. Нетрудно привести критерий для инициации этого процесса:

$$ER_{n=2} \sim B_{n=2}, \qquad (10)$$

$E = Q/\varepsilon_0\varepsilon S$ — напряженность электрического поля в области экситона; $B_{n=2} = (\mu e^4/2\varepsilon^2\hbar^2)(1/n^2)$ — энергия ионизации экситона с $n = 2$; $R_{n=2}$ — радиус второго экситона; Q — поверхностный заряд образца $\sim 10^{-7}$ Кл; $S \sim 1$ см^2 — площадь заряженного пятна и μ — приведенная масса свободного экситона. Подставляя все значения, для соотношения (10) имеем $(ER_p)/B_{n=2} \approx 0{,}3$, что не является величиной много меньше единицы и подтверждает приведенную выше интерпретацию эффекта.

Нам не удалось наблюдать люминесценцию на переходах $Rg^+K \rightarrow RgK^+ + h\nu$. По-видимому, причиной этого является либо большая вероятность безызлучательной релаксации возбуждения комплекса в КИГ, либо малая эффективность получения Rg^+K в данных условиях эксперимента.*

Авторы благодарны Л. И. Меньшикову за полезные обсуждения при интерпретации результатов.

1. L. Andrews, V. E. Bondybey, and T. A. Miller, in: *Molecular Ions Spectroscopy, Structure and Chemistry*, T. A. Miller and V. E. Bondybey (eds.), Notrh-Holland, Amsterdam (1983).
2. L. Andrews, V. E. Bondybey, and L. B. Knight, in: *Chemistry and Physics of Matrix Isolated Species*, L. Andrews and M. Moscovits (eds.), Elsevier Science Publishers, Amsterdam (1989).
3. S. G. Potapov, L. P. Sukhanov, and R. L. Gutsev, *Russ. J. Phys. Chem.* 63, 474 (1989).
4. J. Fiedler, L. Frey, F. Stelgerwald, H. Langhoff, T. Griegel, K. Petkau, and W. Hammer, *Z. Phys.* D11, 141 (1989).
5. N. G. Basov, M. G. Voitik, V. S. Zuev, and V. P. Kutanhov, *Sov. J. Quant. Electr.* 15, 1455 (1985).
6. G. Zimmerer, *Nucl. Instr. Meth.* A308, 178 (1991).
7. Е. В. Савченко, И. Я. Фуголь, в кн.: *Криокристаллы*, Б. И. Веркин, А. Ф. Прихотько (ред.), Наукова думка, Киев (1983).
8. А. А. Колмаков, Б. С. Кульварская, *Радиотехника и электроника* 40, вып. 11, 148 (1993).
9. Z. Ophir, N. Schventner, B. Raz, M. Skibowski, and J. Jortner, *J. Chem. Phys.* 63, 1072 (1975).
10. D. Pudewill, F. J. Himpsel, V. Sale, N. Schwentner, M. Skibowski, E. E. Koch, and J. Jortner, *J. Chem. Phys.* 65, 5226 (1976).
11. N. Schwentner, N. H. Rudolf, and G. Martens, *Phys. Status Solidi* (b) 106, 183 (1981).
12. Ch. Ackermann, R. Brodmann, U. Hahn, A. Suzuki, and G. Zimmerer, *Phys. Status Solidi* (b) 74, 79 (1976).
13. Л. П. Меньшиков, *Препринт ИАЭ-3810/12*, Москва (1983).
14. A. Hitachi, *J. Chem. Phys.* 80(2), 745 (1984).
15. E. W. McDaniel, *Collision Phenomena in Ionized Gases*, New York (1964).
16. *Electronic Excitation in Condensed Rare Gas Solids*, N. Schwenter, E. E. Koch, and J. Jortner (eds.), Springer Tracts in Modern Physics (1986), v. 107.
17. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Справочник по атомной и молекулярной физике*, Атомиздат, Москва (1980).
18. L. S. Kassel, *Proc. Nat. Acad. Science USSR* 16, 3124 (1930).
19. P. G. Le Comber, R. J. Loveland, and W. E. Spear, *Phys. Rev.* B11, 3124 (1975).
20. К. П. Хьюбер, Г. Герцберг, *Константы двухатомных молекул*, Мир, Москва (1984).
21. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
22. Б. М. Смирнов, *Атомные процессы и элементарные процессы в плазме*, Атомиздат, Москва (1968).
23. Е. Е. Никитин, Б. М. Смирнов, *Атомно-молекулярные процессы: в задачах с решениями*, Наука, Москва (1988).
24. S. Moeller and P. Guertler, *HASYLAB* Jahresbericht (1993), p. 179.

Ionization of excitons at impurity XeK^+ molecular ions isolated in solid Xe

A. A. Kolmakov, V. G. Stankevitch, L. P. Sukhanov, P. Gurtler, and M. Kraas

Photoconductivity and luminescence excitation spectra were measured on solid Xe samples doped at the surface with K^+ ions. The photoconductivity spectra show peaks at the excitionic positions indicating, that movable charges are produced at the surface. The process is explained by exciton trapping at the XeK^+ centres and the subsequent formation of a movable hole due to a charge transfer between the exciton and the hole. The movable holes are recorded as measurable photocurrents. The probability of the hole formation is estimated. The luminescence excitation spectra are similar to the known ones with minima at the exciton positions. However, for ion doped samples some quenching is observed in the high energy part of the spectra. It is interpreted mainly as high electric field-induced ionization of the excitions with $n = 2$.

* В период подготовки данной статьи к печати одному из соавторов (П. Гертлеру) удалось зарегистрировать указанную люминесценцию в системах $(XeLi)^+$, $(XeNa)^+$ в аргоновой матрице [24].