

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭКСИТОНОВ В МОНОХЛОРИДЕ ЗОЛОТА

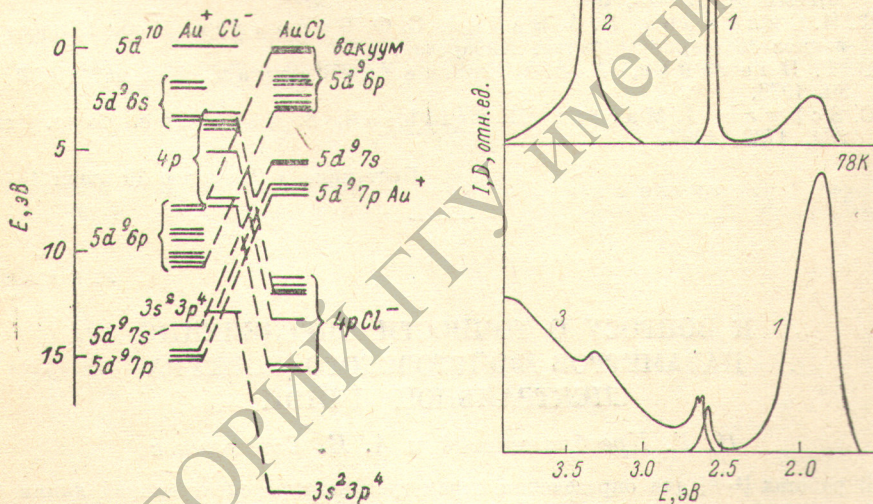
Т. Н. Силукова, П. А. Бабин, С. Ф. Воронаев и В. Г. Плеханов

В последние годы экспериментально доказано, что в кристаллах с относительно широкими экситонными зонами и достаточно сильным экситон-фононным взаимодействием могут сосуществовать два типа экситонных состояний: свободное и автолокализованное, которые разделены небольшим потенциальным барьером [1]. В более ковалентных соединениях — галлоидных солях меди и серебра [2] — наблюдаются в основном свободные экситоны (СЭ), исключение составляет AgCl , где существуют автолокализованные экситоны (АЭ) [3].

Настоящее сообщение посвящено первому исследованию при низкой температуре (4.2 К) собственных электронных возбуждений в монохлориде золота. Анализ полученных результатов привел к выводу, что наряду со свободными, возможно, как и в широкощелевых диэлектриках [1], сосуществуют и автолокализованные экситоны.

Исследования проводились на толстых пленках, методика получения которых описана в работе [4]. Измерения осуществлялись на высокочувствительной установке со счетом фотонов [5].

При возбуждении в глубине фундаментального поглощения и 4.2 К спектр люминесценции монохлорида золота состоит из узкой полосы с максимумом при 2.57 эВ и полушириной $\Delta H=42$ мэВ и широкой структурированной полосы с $E_{\text{ж}}=1.95$ эВ



Спектры люминесценции (1), возбуждения (2), поглощения (3) AuCl при 4.2 и 78 К. Схема энергетических уровней для свободных ионов золота и хлора и в кристаллической решетке.

и $\Delta H=0.27$ эВ (см. рисунок, кривая 1). Измеренные спектры поглощения (кривая 3 при 78 К) на наших пленках находятся в хорошем согласии с результатами работы [6]. Спектры возбуждения обеих полос излучения охватывают только область собственного поглощения.

Близость к резонансу с поглощением полосы люминесценции с $E_{\text{ж}}=2.57$ эВ (стоксов сдвиг относительно поглощения составляет менее 0.02 эВ), малая полуширина и хорошая воспроизводимость на большом количестве исследованных образцов позволяют связать ее с излучательной аннигиляцией СЭ. При возрастании температуры от 4.2 до 160 К интенсивность этого свечения уменьшается примерно в 100 раз, а максимум смещается в коротковолновую область спектра, при этом в области температур 4.2—40 К наблюдается быстрый спад, а от 40 до 160 К более медленное тушение.

Аппроксимация тушения формулой Мотта дает величину энергии активации процесса тушения, равную ~ 43 мэВ. Если предположить, что основным механизмом тушения люминесценции СЭ является тепловая диссоциация, то эта энергия определяет энергию связи СЭ. Это разумная величина экситонного Ридберга для AuCl , имеющего значительную степень ковалентности. Учитывая это, получим энергию межзонных переходов при 78 К, равную ~ 2.70 эВ.

Стоксов сдвиг широкой полосы люминесценции составляет 0.8 эВ. Эта полоса, как и свечение с $E_x = 2.57$ эВ, наблюдалась нами во всех исследованных образцах. Создание катионных вакансий при введении кадмия в AuCl приводит к значительному возрастанию интенсивности длинноволновой части этой полосы. Это еще раз указывает, что коротковолновая часть полосы связана с люминесценцией собственных электронных возбуждений.

С ростом температуры от 4.2 до 160 К интенсивность этой полосы увеличивается, т. е. ее поведение антиотносительно тушению люминесценции СЭ. Отметим, что сумма выходов свечения СЭ и широкополосного свечения в интервале 4.2—160 К постоянна и от температуры не зависит. Совокупность этих данных, по-видимому, позволяет связать эту полосу с излучением АЭ (сравни с [3]).

Зонная структура монохлорида золота неизвестна. В предположении, что энергия Маделунга для этого соединения составляет ~ 8 эВ, была построена схема уровней (см. рисунок). Как видно из этой схемы, минимальной энергией ~ 4 эВ обладает разрешенный переход из $4p$ -состояния Cl^- на $7s$ Au^+ . Эта величина находится в разумном согласии с $E_g = 2.7$ эВ, учитывая грубость оценки и неучет энергии поляризации. В этом случае валентная зона будет p -симметрии, а зона проводимости s -симметрии.

Таким образом, приведенный в настоящей работе экспериментальный материал показывает проявление свободных экситонов, которые, по-видимому, сосуществуют с автолокализованными.

В заключение авторы выражают благодарность Ч. Б. Луцику за полезные дискуссии и постоянный интерес к работе и А. А. О'Коннелль-Бронину за помощь в работе.

Литература

- [1] И. Л. Куусман, Г. Г. Лийдья, Ч. Б. Луцик. Тр. ИФ АН ЭССР, 46, 5, 1976.
- [2] В. А. Архангельская, П. П. Феофилов. Опт. и спектр., 2, 107, 1957.
- [3] К. Мигауама, К. Мorigaki, S. Sakuragi, H. Kanazaki. J. Luminescence, 12—13, 309, 1976.
- [4] Т. Н. Силукова, П. А. Бабин, С. Ф. Воропаев. В сб.: Конденсированное состояние вещества. Хабаровск, 1976.
- [5] В. Г. Плеханов, А. А. О'Коннелль-Бронин. Письма ЖЭТФ, 27, 30, 1978.
- [6] C. Schwab, J. Martin, M. Seishind, S. Nikitine. Comp. Rend., 264, 1739, 1967.

Поступило в Редакцию 20 июня 1978 г.

УДК 539.184.01

К ВОПРОСУ О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ФОЙГТОВСКОГО КОНТУРА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Н. Г. Преображенский и А. И. Седельников

В работах [1, 2] для определения параметров контура спектральной линии $f(\nu)$ предлагалось использовать небольшое число коэффициентов Фурье функции $f(\nu)$, равное числу искомых параметров. В работе [3] для решения аналогичной задачи применялся метод максимума правдоподобия [4], позволяющий воспользоваться информацией, содержащейся в экспериментальной кривой $f(\nu)$, во всей ее полноте. Из общих соображений следует ожидать повышения точности восстановления параметров в рамках подхода [3], однако сравнение его со схемой метода [1, 2] представляется полезным, поскольку в последнем случае расчеты отличаются простотой и малыми затратами машинного времени.

Сопоставим оба метода, считая для определенности $f(\nu)$ реализацией контура Фойгта. Относительная погрешность определения дисперсионной составляющей полуширины контура δ_L при стационарном белом шуме $\varepsilon(\nu)$, сопровождающем измерение $f(\nu)$, и известной доплеровской составляющей δ_D , согласно [3], такова:

$$\sigma_{1p} = \frac{1}{P} \left[\frac{S}{J_{2,2}(P, Q)} \right]^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь P и Q — соответственно математические ожидания параметров $p = \delta_L$ и $q = \delta_D (\ln 2)^{-1/2}$, S — спектральная плотность шума $\varepsilon(\nu)$, $J_{2,2}$ вычисляется с помощью общей формулы

$$J_{\alpha,\beta}(P, Q) = \sum_{i=-N/2}^{N/2} U_i^{\alpha,\beta}(P, Q) |\omega_i|^{\beta}, \quad (2)$$