

В качестве источника света 5 и коммутатора служит импульсная лампа ИФК-2000. Излучение, прошедшее через образец 3, регистрируется с помощью фотоумножителя 7 (ФЭУ-27). Интенсивность света, прошедшего через образец, пропорциональна в каждый момент времени пропусканию кристалла в магнитном поле определенной напряженности, регистрация осуществлялась с помощью электронного осциллографа 6 (С1-13). Шаг сканирования по спектру составлял  $2.5 \text{ \AA}$ , при спектральной ширине щели не хуже  $1.5 \text{ \AA}$ . С помощью данной установки можно получать поля до  $10^5$  гс. Длительность импульса магнитного поля составляет  $1.5 \cdot 10^{-3}$  сек. Ошибка измерений не превышает 12%.

Используя тонкие монокристаллические образцы  $\text{AsJ}_3$ , для которых  $k > 10^2 \text{ см}^{-1}$ , исследовался эффект магнитооптического поглощения, обусловленный прямыми переходами из валентной зоны в зону проводимости вблизи края фундаментального поглощения для продольного и поперечного магнитных полей. На рис. 2 показаны спектры пропускания в продольном (1, 2) и поперечном (3, 4) магнитных полях в области прямых междужонных переходов. Из рис. 2 видно, что энергетическая щель между валентной зоной и зоной проводимости [2], а также величина осцилляций увеличивается с ростом напряженности магнитного поля. Зависимость относительного пропускания  $\Gamma$  при комнатной температуре от энергии фотонов типична для магнитооптического поглощения кристаллов, она предсказывается теорией [3] и наблюдается экспериментально. Спектральный ход пропускания кристаллов  $\text{AsJ}_3$  в продольном и поперечном магнитных полях, представленных на рис. 2, указывает наличие эффекта анизотропии, что возможно, обусловлено анизотропным характером структуры зон данного соединения [4].

По полученным экспериментальным данным был рассчитан коэффициент сдвига ширины запрещенной зоны для прямого перехода в магнитном поле, который оказался равным  $\partial E/\partial H = 1.2 \cdot 10^{-4}$  эв/кгс и  $\partial E/\partial H = 2.07 \cdot 10^{-4}$  эв/кгс для прямых переходов в случае продольного и поперечного магнитных полей соответственно. Величине сдвига ширины запрещенной зоны в магнитном поле определена величина приведенной эффективной массы носителей, которые участвуют в междужонных переходах. Они оказались равными  $m_{\alpha}^{\perp} = 0.048m_e$  и  $m_{\alpha}^{\parallel} = 0.038m_e$  для продольного и поперечного магнитных полей соответственно.

Полученные экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с полученными ранее [5, 6] результатами на родственных соединениях  $\text{SbJ}_3$  и  $\text{BiJ}_3$ .

#### Литература

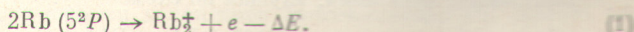
- [1] Справочник химика, 1. Госхимиздат, М.—Л., 1963.  
 [2] В. И. Ващенко, В. Н. Колосюк, Т. А. Ващенко. ФТТ, 14, вып. 12, 1972.  
 [3] L. M. Roth, B. Lax. S. Zwerdling. Phys. Rev., 114, 90, 1959.  
 [4] M. Tubs. Phys. Stat. Sol. (b), 49, 11, 1972.  
 [5] Т. И. Берездецкий, В. И. Ващенко, В. Н. Колосюк. Изв. вузов СССР, Физика, № 2, 127, 1973.  
 [6] В. Н. Колосюк, В. И. Ващенко. Опт. и спектр., 14, 487, 1973.

Поступило в Редакцию 3 июня 1974 г.

## АССОЦИАТИВНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ 5<sup>2</sup>P-АТОМОВ РУБИДИЯ

В. М. Бородин, А. Н. Ключарев и В. Ю. Селмак

Измерена константа скорости ассоциативной ионизации 5<sup>2</sup>P атома рубидия



Экспериментальная установка в принципе не отличалась от описанной ранее в [1, 2]. Кювета с парами рубидия (80%  $\text{Rb}^{85}$  и 20%  $\text{Rb}^{87}$ ) облучалась через систему фильтров светом газоразрядной рубидиевой лампы в спектральном диапазоне  $0.73 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 1.3 \text{ мкм}$ . Концентрация образующихся при этом возбужденных 5<sup>2</sup>P-атомов определялась по методу поглощения спектральных линий диффузной серии рубидия. Источником просвечивающего излучения служила шариковая ВЧ лампа, контур линии испускания лампы был измерен с помощью интерферометра Фабри—Перо. Контур линии поглощения считался доплеровским с полушириной, определяемой температурой стенок кюветы. Для сил осцилляторов переходов по-



бочных серий рубидия использовались данные работы [3]. Относительное поглощение  $A$  ( $\%_0$ ) рассчитывалось с учетом сверхтонкой структуры линий и изотопического состава естественной смеси рубидия.

Константа скорости  $\langle Qv \rangle$  процесса (1), определенная по наклону экспериментальной кривой  $I_a = k \langle Qv \rangle N_{5^2P}^2$ , оказалась равной  $\langle Qv \rangle = (3.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{сек.}^{-1}$  при  $T = 473^\circ \text{ К}$ .

Температурная зависимость измеренной величины  $\langle Qv \rangle / \bar{v} = f(T)$  приведена на рис. 1.

В предположении максвелловского распределения по скоростям возбужденных  $5^2P$ -атомов экспериментальная кривая хорошо аппроксимируется выражением вида

$$\frac{\langle Qv \rangle}{\bar{v}} = \bar{Q}\alpha, \quad (2)$$

где

$$\alpha = \left(1 + \frac{\Delta E}{kT}\right) e^{-\Delta E/kT},$$

характерным для процессов с положительным дефектом энергии реакции  $\Delta E > 0$ . Как видно на рис. 1, экспериментальные точки хорошо ложатся на кривую, измене-

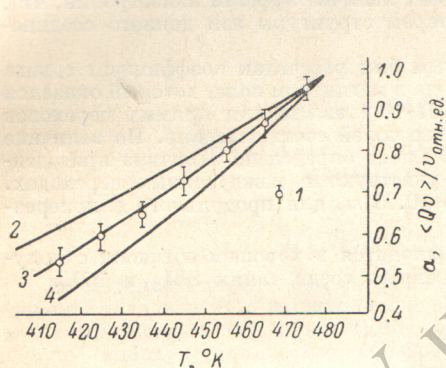


Рис. 1. Температурная зависимость константы скорости процесса (1).

1 — экспериментальные данные; 2—4 — расчет для  $\Delta E = 0.15$  (2),  $0.20$  (3) и  $0.25$  эв (4).

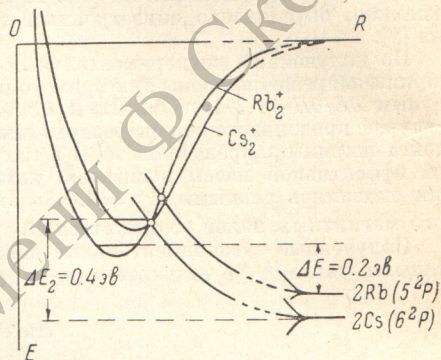
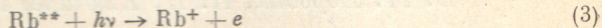


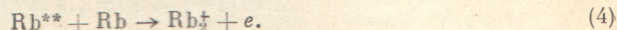
Рис. 2.

ния  $\langle Qv \rangle / \bar{v} = f(T)$ , рассчитанную в предположении, что  $\Delta E = 0.2$  эв. Используя полученное в эксперименте значение  $\Delta E$  и известное значение потенциала ионизации атома рубидия  $V_{\text{ион}}$ , можно оценить энергию диссоциации молекулярного иона рубидия  $D_0^+$  из соотношения  $D_0^+ = V_{\text{ион}} - 2V_{\text{возб. Rb}}(5^2P) - \Delta E$ , считая, что переход происходит в основное колебательное состояние молекулярного иона. Оцененная таким образом величина  $D_0^+ = 0.8 \pm 0.85$  эв. Это хорошо согласуется с известной в литературе оценкой энергии диссоциации иона  $\text{Rb}_2^+$ , полученной из анализа данных по резонансной перезарядке иона рубидия  $D_0^+ = (0.75 \pm 0.18)$  эв [4].

В условиях эксперимента из-за несовершенства системы примененных фильтров не была исключена возможность ступенчатого фотовозбуждения  $4^2D$ -,  $5^2D$ -,  $6^2S$ -уровней рубидия ( $\text{Rb}^{**}$ ), концентрация на которых, оцененная экспериментально, оказалась на 4—5 порядков меньше концентрации на резонансных уровнях. В принципе, с верхними возбужденными состояниями могут быть связаны два дополнительных канала ионизации, приводящие к увеличению ионного тока из экспериментального объема: ступенчатая фотоионизация светом резонансных линий рубидия как наиболее ярких в спектре оптической накачки



и ассоциативная ионизация, идущая по схеме



Однако полученная в эксперименте экспоненциальная зависимость от температуры для скорости процесса ионизации не может быть приписана реакции (3).

Кроме того, экспериментально было установлено, что начиная с определенных мощностей, вводимых в лампу накачки, концентрация резонансных  $5^2P$  атомов рубидия и ионный ток на коллектор не изменяются, в то время как заселенность  $n^2D$ -,  $n^2S$ -уровней продолжает расти практически линейно с ростом разрядного тока.

Таким образом, проведенное рассмотрение возможных процессов, приводящих к ионизации, убедительно свидетельствует в пользу механизма (1).



С учетом экспоненциального множителя  $\alpha$  в выражении (2) величина эффективного сечения ассоциативной ионизации (1)  $\bar{Q} = 2.2 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>,  $T = 470^\circ$  К, что примерно на порядок меньше сечения аналогичного процесса с 6<sup>2</sup>P-уровней цезия [2].

Такое расхождение для величины сечения ассоциативной ионизации в случаях рубидия и цезия можно качественно связать с особенностями движения возбужденных атомов  $A^*$ , участвующих в реакции (1) по отталкивательным термам квазимолекулы  $A^*A^*$ , возникающими при переходе от цезия к рубидию (рис. 2).

При сближении двух возбужденных щелочных атомов в резонансных <sup>2</sup>P-состояниях снимается вырождение по проекции орбитального момента атома. В результате уровни P—P конфигурации расщепляются на систему  $\Sigma$ -, П- и  $\Delta$ -термов, причем обменное взаимодействие на больших межатомных расстояниях R убывает при переходе от  $\Sigma$ - к  $\Delta$ -термам.

Термы квазимолекулы, составленной из атомов P—P конфигурации, наряду с пересечением термов, соответствующих соседним возбужденным атомам (например, с термами 5D конфигурации на больших R [5]), могут пересекаться с границей сплошного спектра — термом молекулярного иона. Предположим, что относительное расположение  $\Sigma$ -, П- и  $\Delta$ -термов, характерное для области больших R, сохраняется при уменьшении межатомного расстояния, а границу сплошного спектра пересекают только отталкивательные термы. В случае резонансных уровней Rb и Cs обменное взаимодействие можно считать примерно одинаковым (отталкивательные термы одинаковым образом изменяются с R), в то же время равновесное расстояние и дефект реакции (1) для иона  $Rb_2^+$  меньше, чем для  $Cs_2^+$  [4] (рис. 2). Тогда возможные объяснения экспериментально наблюдаемого уменьшения сечения ассоциативной ионизации при переходе от Cs к Rb может быть связано с подбарьерным характером процесса. При таком рассмотрении атомы могут сближаться до расстояния порядка равновесного расстояния молекулярного иона (пойдет реакция (1) за счет подбарьерного метода. Вероятность этого эффекта экспоненциально зависит от ширины барьера. Сделав предположения ширины барьера для реакции  $Rb^* + Rb^*$  больше, чем в случае  $Cs^* + Cs^*$ . При переходе от Cs к Rb увеличивается расстояние, на котором происходит пересечение терма с границей сплошного спектра (рис. 2) и, следовательно, сечение реакции (1) для случая атома Rb может быть меньше.

В заключение отметим, что наличие конкурирующего процесса, приводящего к удвоению энергии возбуждения щелочных атомов в области больших R [6], также может приводить к расхождению в сечениях процесса (1) для цезия и рубидия.

Авторы признательны С. Э. Фришу за внимание к работе и А. Э. Дедерману за полезные обсуждения.

#### Литература

- [1] А. Н. Ключарев, Н. С. Рязанов. Опт. и спектр., 33, 425, 1972.
- [2] Б. В. Добродеев, А. Н. Ключарев, В. Ю. Сепман. Опт. и спектр., 38, 1090, 1974.
- [3] А. Н. Ключарев, В. Ю. Сепман, Б. В. Добродеев. Опт. и спектр., 37, 822, 1974.
- [4] R. E. Olson. Phys. Rev., 187, 153, 1969.
- [5] В. М. Бородин, И. В. Комаров. Опт. и спектр., 38, 250, 1974.

Поступило в Редакцию 30 декабря 1974 г.

## УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ ПОЛОСЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФТОРИСТОГО ЛИТИЯ

П. А. Родный

Полосы термолюминесценции (ТЛ) и рентгенолюминесценции (РЛ) кристаллов LiF, регистрируемые в видимой области спектра, сходны при соответствующих температурах вследствие идентичности механизмов люминесценции [1]. Полоса люминесценции низкотемпературного термопика фтористого лития лежит в ближней ультрафиолетовой области спектра и считается связанной с рекомбинацией делокализованных дырок с электронами F-центров [2]. В некоторых образцах LiF полоса рентгенолюминесценции регистрировалась также в УФ части спектра, поэтому предполагалось, что механизмы РЛ и ТЛ в этом случае идентичны [2]. Авторы работы [3] считают, что коротковолновые полосы люминесценции в LiF могут быть обусловлены рекомбинацией электронов на  $V_k$ -центрах, т. е. в конечном итоге излучением окситонов типа  $V_k + e^-$ .

Целью настоящей работы являлось изучение УФ полос люминесценции в кристаллах LiF с минимальным содержанием следовых примесей (образцы первой группы