

сия и электрон, освобождаемые при ионизации F -центра, M , R^+ , R — соответствующие центры.

При восстановлении голограммы He—Cd лазером (на коротковолновом спаде F -полосы поглощения) полуширина кривой угловой селекции составляла $2\Delta\theta_{1/2}=9.6'$, а толщина голограммы [12]: $d_c=\Delta/2\Delta\theta_{1/2}=560$ мкм, где $\Delta=1.57$ мкм — период голографической решетки. При восстановлении голограммы He—Ne лазером (на длинноволновом спаде R -полосы поглощения) эти величины равны $8.8'$ и $d_c=615$ мкм. Большой стабильностью R -центров по сравнению с F -центрами можно объяснить то, что $d_c > d_c$.

В соответствии с формулой Брэгга: $2\Delta \sin \Theta_i = i\lambda$, где Θ_i — угол падения света на кристалл, наблюдали $i=\pm 4$ порядка дифракции как на синем ($\lambda_c=441.6$ нм), так и на красном ($\lambda_k=632.8$ нм) свете. При $i=2, 3, 4$ ДЭ соответственно в 4.6, 31.4, 440 раз меньше, чем при $i=1$, если голограмма восстанавливается He—Ne лазером и в 7.4, 308, 1600 раз меньше при восстановлении ее He—Cd лазером. Оптическая плотность кристалла для λ_c выше, чем для λ_k , поэтому ДЭ убывает резко.

ДЭ объемной амплитудно-фазовой голограммы можно оценить [12] по формуле $\eta = \eta_1 + \eta_2$, где $\eta_1 = e^{-\sigma} \text{sh}^2 \varphi_1$ — ДЭ амплитудной голограммы, $\eta_2 = e^{-\sigma} \sin^2 \varphi_2$ — ДЭ фазовой голограммы, $\sigma = 2.3 D / \cos \Theta$; $\varphi_1 = 2.3 D_1 / 4 \cos \Theta$; $\varphi_2 = \pi n_1 d / \lambda \cos \Theta$; D — среднее значение оптической плотности, D_1 и n_1 — амплитуды модуляции оптической плотности и показателя преломления. По спектру оптического поглощения в голограмме нашли $D_1 = D - D_{\text{ф}}$, где $D_{\text{ф}}$ — «фон» под полосой поглощения. Для λ_c $D_1 = 0.38$, $\eta_1 = 1.55\%$, $n_{1c} = \gamma_c D_1 / d_c = 1.15 \cdot 10^{-4}$, где $\gamma_c = 1.7 \cdot 10^{-5}$ см [1], $\eta_2 = 6.25\%$, $\eta = 7.8\%$ — несколько больше наблюдаемого максимального значения ДЭ. Для λ_k $D_1 = 0.07$, $\eta_1 = 0.12\%$, $\eta_2 = \eta_m - \eta_1 = 3.78\%$, $n_{1k} = \varphi_2 \lambda_k \cos \Theta / \pi d_k = 7.45 \cdot 10^{-5}$, $\gamma_k = n_{1k} d_k / D_1 = 6.54 \cdot 10^{-5}$ см.

Согласно дисперсионным соотношениям [13], значение $\gamma_k / \gamma_c = 3.85$ служит качественным подтверждением того, что голограмма формируется не только F -центрами, но и R -центрами, вносящими большие локальные искажения в кристаллическую решетку, чем F -центры.

Литература

- [1] А. Н. Кравец, П. Д. Березин. Опт. и спектр., 41, 634, 1976.
- [2] А. Н. Кравец, А. А. Жаксылыкова, Ф. С. Кравец. Ж. научн. и приклад. фотогр. и кинематогр., № 5, 359, 1976.
- [3] П. Д. Березин, И. Н. Компанец, А. Н. Кравец. Опт. и спектр., 42, 480, 1977.
- [4] П. Д. Березин, И. Н. Компанец, А. Н. Кравец. III Intern. Tagung Laser and ihre Anwendungen. Dresden. DDR. 1977, K-150, 408.
- [5] А. Н. Кравец, М. К. Касымов, А. В. Чуманов. Опт. и спектр., 43, 1180, 1977.
- [6] H. Pick. Z. Phys., 159, 69, 1960.
- [7] A. E. Hughes, S. C. Jain. Phys. Lett., A62, 39, 1977.
- [8] T. Nagarajan, S. Ramasamy, Y. V. G. Murti, N. Sucheta. Phys. Lett., A64, 141, 1977.
- [9] Л. Ф. Ворожейкина, В. В. Мумладзе, Т. Г. Хулордава, И. Д. Шаталин. Письма ЖТФ, 4, 99, 1978.
- [10] А. Н. Кравец, А. А. Жаксылыкова, Ф. С. Кравец. Опт. и спектр., 38, 955, 1975.
- [11] А. А. Жаксылыкова, А. Н. Кравец, И. Я. Мелик-Гайкарян. Изв. вузов, физика, 10, 157, 1977; Деп. ВИНТИ № 3164—77.
- [12] H. Kogelnik. Bell Syst. Techn. J., 48, 2909, 1969.
- [13] D. L. Dexter. Phys. Rev., 111, 149, 158.

Поступило в Редакцию 26 сентября 1978 г.

УДК 621.373]: 535+546.683

СТАЦИОНАРНАЯ ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ НА ПЕРЕХОДЕ $6^2P_{3/2} - 6^2P_{1/2}$ ТАЛЛИЯ

А. В. Баранов

Создание инверсной населенности на переходе $6^2P_{3/2} - 6^2P_{1/2}$ таллия за счет каскадного заселения метастабильного состояния таллия при оптической накачке резонансным излучением с $\lambda=377.6$ нм расширяет возможности изучения релаксационных процессов на этом переходе, а также открывает перспективы построения лазера на этом переходе.

Населенность $6^2P_{3/2}$ -состояния таллия в условиях оптической накачки определяется ее мощностью, временем дезактивации этого состояния и концентрацией паров

таллия. Мощность, необходимая для создания инверсии $\Delta N = N_2 - 2N_1$ в 1 см^3 паров таллия определяется из стационарной системы балансных уравнений для трехуровневой схемы

$$P = \frac{1}{3} h\nu A_{21} \frac{A_{31} + A_{32}}{A_{32}} (2N_0 + \Delta N),$$

где N_2 и N_1 — концентрации атомов таллия в состояниях $6^2P_{3/2}$ и $6^2P_{1/2}$ соответственно; A_{31} и A_{32} — вероятности спонтанного распада $7^2S_{1/2}$ -состояния по каналу $7^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$ и $7^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ соответственно; A_{21} — вероятность дезактивации $6^2P_{3/2}$ -состояния; N_0 — полная концентрация паров таллия; $h\nu$ — энергия фотона с $\lambda = 377.6 \text{ нм}$.

При больших концентрациях ($k_0 r_0 \gg 1$) пленение излучения можно приблизительно учесть, введя для вероятностей спонтанного распада фактор пленения, согласно Холстейну [1]: $A_{3k} = A_{3k}^0 F_k$, где A_{3k}^0 — вероятность спонтанного распада без учета пленения, $F_k = 1.60/k_0 k r_0 \sqrt{\pi} \ln(k_0 k r_0)$ — фактор пленения для релаксации населенностей; здесь k_{0k} — коэффициент поглощения на центре линии, r_0 — характерный

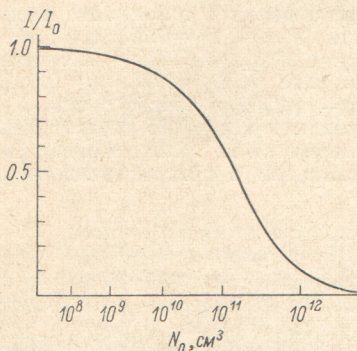


Рис. 1. Зависимость пропускания кюветой с парами Тl резонансного излучения $\lambda = 377.6 \text{ нм}$ от концентрации N_0 атомов Тl.

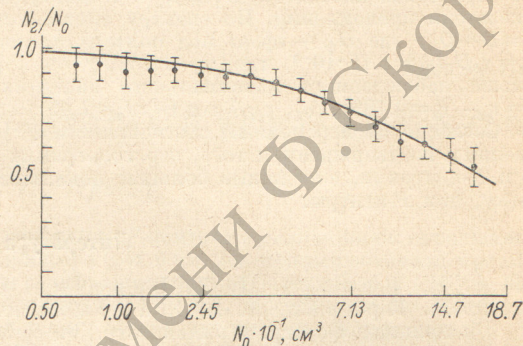


Рис. 2. Относительная населенность $6^2P_{3/2}$ -уровня Тl в зависимости от концентрации N_0 атомов Тl при постоянном уровне накачки $\Phi_0 = 1.15 \text{ мВт}$.

размер кюветы (для цилиндрической кюветы с длиной вдвое большей радиуса, r_0 — радиус кюветы).

Определение населенности метастабильного состояния производилось по измерению пропускания кюветой резонансного излучения с $\lambda = 377.6 \text{ нм}$ при включении и выключении лампы накачки. Схема экспериментальной установки аналогична использованной в работе [4]. Необходимая длина волны выделялась интерференционным фильтром с шириной полосы 4 нм .

Тщательное изучение релаксации $6^2P_{3/2}$ -состояния таллия в присутствии различных буферных газов в работах [2, 3] позволило выбрать оптимальные условия наполнения кюветы буферным газом. В эксперименте для заполнения кюветы с длиной 11 см и радиусом 0.6 см использовался Хе при давлении 20 тор , время релаксации $6^2P_{3/2}$ -состояния таллия, измеренное по методике [2], составило 10 мс .

В качестве источника резонансного излучения накачки была использована линейная газоразрядная лампа постоянного тока, изготовленная из кварцевого стекла, диаметром 0.8 см . Лампа заполнена солью таллия TlCl и Не при давлении 6 тор , которое является оптимальным. Трубчатый стеклянный светофильтр ФС-3 использовался для фильтрации излучения $\lambda = 377.6 \text{ нм}$. Предварительные фотометрические измерения показали, что в предположении ламбертового характера светящейся поверхности лампа позволяет получать световую мощность с 1 см длины $\Phi_0 = 2.0 \text{ мВт}$. Мощность лампы накачки контролировалась в процессе измерений пропускания фотоэлементом Ф-18 с интерференционным фильтром на $\lambda = 377.6 \text{ нм}$.

Кювета и лампа накачки с одетым на нее светофильтром помещались параллельно оси цилиндрического отражателя из полированного алюминия.

При включении накачки наблюдалось просветление атомной среды по отношению к резонансному излучению $\lambda = 377.6 \text{ нм}$. Предварительно при той же геометрии эксперимента было измерено пропускание кюветой резонансного излучения той же длины волны в зависимости от концентрации N_0 паров таллия без накачки (рис. 1). По этой зависимости определялась концентрация атомов таллия в основном состоянии N_1 при включенной лампе накачки. Концентрация метастабильных атомов таллия определялась как разность $N_2 = N_0 - N_1$. На рис. 2 приведена зависимость относительной населенности метастабильного состояния таллия от общей концентрации паров таллия при постоянной мощности лампы накачки. Уменьшение относительной концентрации атомов таллия в состоянии $6^2P_{3/2}$ с увеличением общей концентрации атомов таллия связано с недостаточной мощностью накачки и некоторым уменьшением времени жизни $6^2P_{3/2}$ -состояния за счет тушения атомами таллия в основном состоянии [2]. Сравнение

экспериментально полученной зависимости с расчетом N_2 по формуле (1) дает хорошее совпадение в предположении 30% сбора света отражателем, что вполне реально. В диапазоне исследуемых плотностей таллия пленением излучения можно пренебречь, но при концентрации атомов, больше чем 10^{13} в кубическом сантиметре, этот процесс становится существенным. При максимально достижимой мощности накачки $\Phi_0 = 2.0$ мВт с единицы длины лампы выравнивание населенностей ($2N_1 = N_2$) достигалось при концентрациях $2 \cdot 10^{12}$ атомов таллия в кубическом сантиметре.

Литература

- [1] T. Holstein. Phys. Rev., 72, 1212, 1947; 83, 1159, 1951.
 [2] Е. Б. Александров, А. В. Баранов, В. Н. Кулясов. Опт. и спектр., 44, 1065, 1978.
 [3] Е. Б. Александров, А. В. Баранов. Опт. и спектр., 45, 429, 1978.

Поступило в Редакцию 29 сентября 1978 г.

УДК 535.34-15+535.375.51: 548.0

ДЛИННОВОЛНОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ФОНОНЫ В КВАРЦЕПОДОБНОМ КРИСТАЛЛЕ α - AlPO_4

А. Н. Лазарев, Н. А. Маженов и А. П. Миргородский

Динамика решетки кристалла α - AlPO_4 , привлекающая интерес вследствие сходства структуры и механизма α - β превращения с кварцем, изучена недостаточно. Спектр КР частично описан Скоттом [1] и интерпретирован по аналогии со спектром α -кварца в предположении близости частот в Γ -точке зоны AlPO_4 к частотам кварца в Γ - и A -точках зоны (следствие удвоения постоянной решетчатой структуры по оси c). В той же работе приведены соображения в пользу практически полного выравнивания зарядов Р и Al. Вследствие малых размеров кристалла и отсутствия данных по ИК-спектру монокристалла α - AlPO_4 сведения об оптических фононах оставались неполными, а идентификация некоторых из них представлялась ненадежной.

Предоставленный В. Яном (Майнц, ФРГ) монокристалл α - AlPO_4 в виде бипирамиды линейными размерами около 20 мм позволил провести полное исследование спектра КР и ИК спектра отражения в поляризованном свете. Спектр $R(\omega)$ измерен в интервале 1490 — 230 см^{-1} при близком к нормальному отражении света от плоскости, параллельной оптической оси (ось z); параметры фононных осцилляторов в спектрах, полученных при $E \parallel z$ и $E \perp z$ (см. таблицу), определены методом классического дисперсионного анализа (ДА) при $\epsilon_\infty = 2.338$. Спектры 90° -градусного КР измерены при возбуждении линий 4416 \AA мощностью около 60 мВт и следующих условиях ориентации волновых и электрических векторов падающего и рассеянного света (номенклатура Порто): $X(ZZ)Y$, $X'(Z'X')Z'$, $X(YX)Y$, $X(ZX)Y$, $X(YY)Z$, $Z(XZ)X$. Символы X' и Z' обозначают направления, составляющие угол в 45° с соответствующими (ортогональными) осями. Частоты TO и (для полярных фононов) LO колебаний указаны в таблице; не обнаружено существенной зависимости частот от ориентации волнового вектора фонона параллельно или перпендикулярно оптической оси кристалла, за исключением так называемых «косых» полярных фононов в интервалах частот, соответствующих перекрытию колебательных зон для колебаний типов E и A_2 , что ведет к их смешению при произвольной ориентации волнового вектора фонона (дирекционная дисперсия частот). Частоты «косых» фононов не включены в таблицу.

При симметрии кристалла $P3_121-D_3^4$ ($Z=3$) представление длинноволновых оптических колебаний имеет структуру $\Gamma_{\text{опт.}} = 17E + 8A_1 + 9A_2$. Из таблицы следует, что оказались возможным идентифицировать все фундаментальные колебания типа E . Остаются обнаруженными два колебания типа A_2 , расположенные, по-видимому, в низкочастотной области спектра и одно — типа A_1 с частотой около 430 см^{-1} , согласно предварительным результатам расчета нормальных координат. Колебание типа A_1 с $\omega = 135 \text{ см}^{-1}$, которому в спектре КР отвечает слабая полоса увеличенной ширины, вероятно, соответствует не фундаментальному колебанию, а, как это было предположено в [1], обертому $2A$, возможно участвующему в резонансе Ферми.

Основное отличие от заключений работы [1], помимо получения более полной совокупности экспериментальных данных, относится к идентификации двух наиболее высокочастотных колебаний типа A_1 . Согласно полученным данным, дублетная структура полосы в интервале 1100 — 1110 см^{-1} связана не с присутствием двух интенсивных полос колебаний A_1 , как предполагалось в [1], а с наложением полосы колебания типа E , наблюдаемой вследствие неточности ориентировки кристалла и других погрешностей эксперимента. Второму из высокочастотных колебаний типа A_1 предположительно