

Температурное поведение полосы 6.05 eV в спектрах оптического поглощения кислород-дефицитного корунда

© И.А. Вайнштейн, В.С. Кортон

Уральский государственный технический университет,
620002 Екатеринбург, Россия

E-mail: wia@dpt.ustu.ru

(Поступила в Редакцию 6 декабря 1999 г.)

В интервале 80–515 К исследовано влияние температуры на полосу поглощения 6.05 eV в α -Al₂O₃. Данные проанализированы в рамках однокоординатной модели с сильной электрон-фононной связью. Показано, что исследуемая полоса образована двумя пиками при 5.91 и 6.22 eV ($T = 293$ К), которые связаны с поглощением на F^+ - и F^- -центрах соответственно. На основе анализа экспериментальных температурных зависимостей рассчитаны энергии эффективных фононов, ответственных за уширение и смещение максимумов пиков, которые согласуются с данными других работ и лежат в области частот акустических колебаний корунда. Сделаны оценки факторов Хуанга–Рис для обоих центров, которые близки к оценкам других авторов. Полученные результаты подробно обсуждаются в сравнении с независимыми данными по оптическому поглощению и люминесценции анионных центров в окрашенных и облученных монокристаллах α -Al₂O₃.

Анионнодефектные кристаллы α -Al₂O₃ относятся к классу материалов, которые являются основой для создания высокочувствительных детекторов ионизирующих излучений [1,2]. При этом фундаментальная роль в формировании радиационных, оптических, эмиссионных, температурных характеристик принадлежит дефектам кислородной подрешетки [3–6].

Анионная нестехиометрия в корунде может быть создана термохимическим окрашиванием или при облучении частицами [1,7–9]. Спектры оптического поглощения таких кристаллов в ультрафиолетовом диапазоне хорошо изучены и в них наблюдают интенсивную полосу 6.05 (6.1) eV, которую связывают с F^- -центром (кислородная вакансия с двумя захваченными электронами) [2–4], а также полосы при 4.8 eV и сильно поляризованную при 5.4 eV, которые относят к поглощению на F^+ -центре (кислородная вакансия с одним захваченным электроном) [3,4]. Наряду с оптическим поглощением анионных центров достаточно подробно в настоящее время для α -Al₂O₃ исследованы спектры люминесценции с максимумами в области 3.0 eV (свечение F^- -центра) и при 3.8 eV (излучательные переходы на F^+ -центре) [3–6,10–12]. Предложен ряд моделей этих процессов, в которых центры на вакансиях кислорода рассматриваются как изолированные [3,4] или в рассмотрении включены процессы переноса заряда [13].

Вместе с тем следует отметить, что, несмотря на огромное количество проведенных исследований, очень мало работ, в которых было бы систематически изучено влияние температуры на спектры поглощения α -Al₂O₃. Конечно, есть данные, полученные при комнатной и криогенных температурах [2–5], есть данные по отжигу F^- - и F^+ -центров и соответствующим им оптическим полосам [2,7,9], но нет единого анализа температурных эффектов в динамике, как это сделано, например, для полосы свечения F^+ -центра [4,5]. Между тем такой подход позволяет непосредственно выделить и учесть

роль электрон-фононного взаимодействия, сила которого в α -Al₂O₃ велика. Кроме того, спектры поглощения являются, как правило, базовой точкой при обсуждении многих, в том числе и радиационно-индуцированных, свойств кислород-дефицитного корунда. Поэтому необходимо знать и принимать во внимание трансформацию этих спектров в условиях теплового воздействия.

Цель настоящей работы — изучить влияние температуры на поведение полосы поглощения 6.05 eV в спектрах монокристаллов α -Al₂O₃ с кислородными вакансиями и установить основные микропараметры центра или центров, ответственных за эту полосу.

1. Объекты исследований

Исследовались номинально чистые монокристаллы α -Al₂O₃, выращенные методом Степанова в сильно восстановительной атмосфере, обусловленной присутствием графита (термохимическое окрашивание). Подробное описание процесса и условий выращивания приведено в [14]. Концентрация железа и других примесей, которые имеют полосы поглощения в изучаемой спектральной области, малы и не влияли на результаты эксперимента [15]. В окончательном виде образцы представляли собой полированные диски диаметром 5 и толщиной 0.8 mm с поверхностями оптического качества. Отметим, что используемые в работе монокристаллы α -Al₂O₃ имеют техническое применение в качестве радиационных термолюминесцентных детекторов (ТЛД-500К, ТУ 2655-006-02069208-95). Образцы для измерений были случайно выбраны из партии детекторов с различной чувствительностью к излучению. Аппаратурный и методический аспекты оценки чувствительности, которая предварительно определялась по термолюминесцентному выходу, обсуждались в [16].

Все измерения выполнялись на спектрофотометре "Spekord-M40" с применением вакуумного криостата в

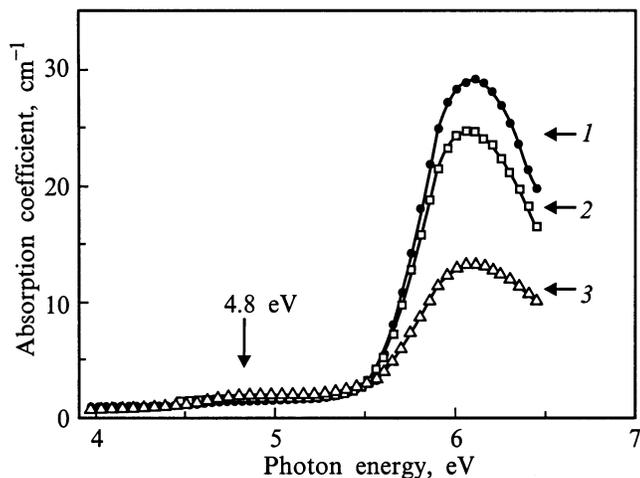


Рис. 1. Спектры оптического поглощения при $T = 293$ К для образцов с разной чувствительностью. 1 — средняя чувствительность $\approx 4.5 \times 10^8$, 2 — высокая чувствительность $\approx 8.5 \times 10^8$, 3 — низкая чувствительность $\approx 1.9 \times 10^8$ quantum/Gy.

интервале температур 80–515 К. В эксперименте исследовался УФ-спектральный диапазон 4–6.45 эВ.

2. Результаты эксперимента

На начальном этапе были выполнены измерения спектров оптического поглощения при комнатной температуре для образцов с различной чувствительностью (рис. 1).

Видно, что все образцы имеют четко выраженную полосу при 6.05 эВ. Наиболее интенсивный пик поглощения наблюдается в образце со средней чувствительностью (кривая 1). Кроме того, для всех образцов заметна слабая полоса в области 4.8 эВ. Этот пик приписывают электронному переходу $1A \rightarrow 1B F^+$ -центра [4]. Изменения в интенсивности пиков от образца к образцу связаны с неравномерностью распределения концентрации дефектов по длине исходного корундового стержня, из которого вырезались образцы [14]. Отметим также, что на сегодня нам неизвестны данные по корреляции между указанной чувствительностью монокристаллов $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ и интенсивностью полос в спектре поглощения. Такие исследования представляют самостоятельный интерес и выходят за рамки настоящей работы.

Дальнейшие температурные измерения были выполнены только с образцом 1. На рис. 2 представлены спектры поглощения, снятые в диапазоне $T = 80\text{--}515$ К. Положения максимума E_m полосы для всех температур приведены в табл. 1. Из рис. 2 и табл. 1 видно, что с ростом температуры полуширина полосы растет, а значение E_m остается практически постоянным. Проанализируем наблюдаемое изменение формы и температурное поведение изучаемого пика 6.05 эВ.

3. Обсуждение

3.1. Форма полосы. Прежде всего заметим, что полосы поглощения на рис. 2 несимметричны — крылья со стороны высоких энергий выглядят более пологими,

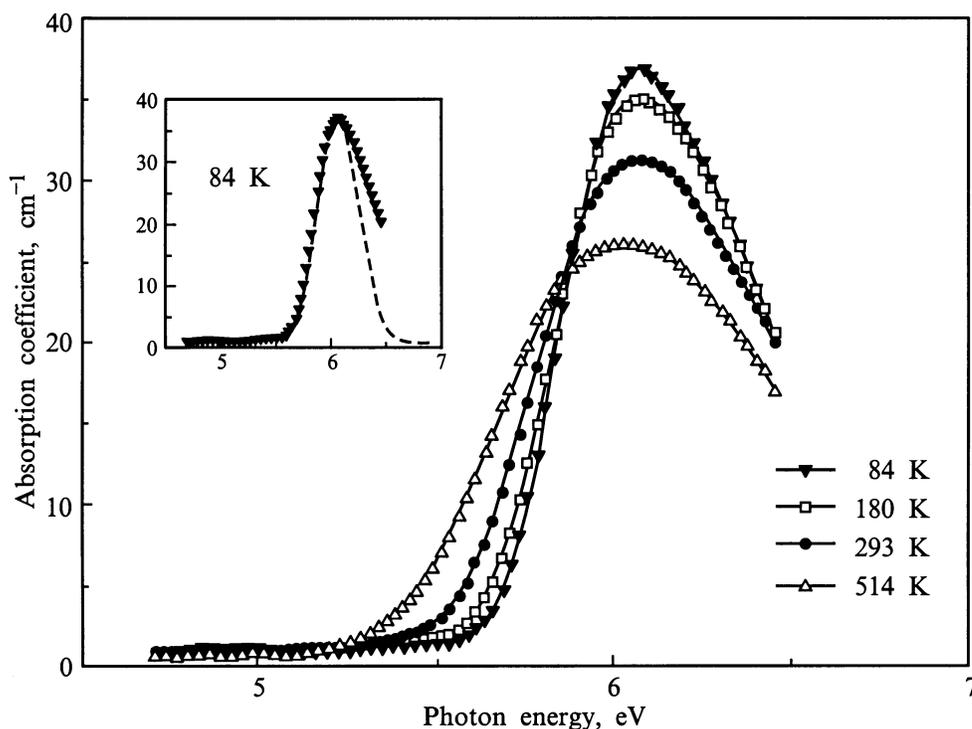


Рис. 2. Спектры оптического поглощения, измеренные при разных температурах.

Таблица 1. Спектральные характеристики разложения на гауссианы

| T, K | Полоса 6.05 eV | Пик G1 | | Пик G2 | | Ошибка (cm^{-1}) ² |
|--------|--------------------------|---------------------------|-------------------------|---------------------------|-------------------------|---|
| | E_m , ± 0.03 eV | E_m , ± 0.005 eV | H , ± 0.010 eV | E_m , ± 0.012 eV | H , ± 0.012 eV | |
| 84 | 6.08 | 5.975 | 0.355 | 6.263 | 0.540 | 0.085 |
| 180 | 6.05 | 5.952 | 0.366 | 6.242 | 0.589 | 0.051 |
| 240 | 6.05 | 5.935 | 0.389 | 6.237 | 0.635 | 0.056 |
| 293 | 6.05 | 5.908 | 0.410 | 6.221 | 0.683 | 0.030 |
| 364 | 6.05 | 5.889 | 0.434 | 6.212 | 0.723 | 0.021 |
| 435 | 6.08 | 5.852 | 0.449 | 6.183 | 0.771 | 0.020 |
| 514 | 6.05 | 5.820 | 0.490 | 6.174 | 0.825 | 0.020 |

затянутыми. Особенно наглядно это проиллюстрировано на врезке для спектра при 84 К. Штриховая линия на врезке представляет собой гауссиан с центром при 6.05 eV, который точно описывает низкоэнергетическую сторону полосы и расходится с ее правым крылом. Несомненно, спектральная область > 6.2 eV является предельной для используемого спектрофотометра. Однако наблюдаемая несимметричность не вызвана ошибкой измерений, а присутствует в многочисленных независимых работах с самыми разными образцами $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ [2–5, 8, 9, 11].

На рис. 3 представлены результаты настоящей работы в сравнении с данными других авторов, полученными при комнатной температуре на аддитивно-окрашенных монокристаллах, где центры F -типа имеют ростовое происхождение (рис. 3, *a*), и на корпускулярно-облученных образцах (рис. 3, *b*), где концентрация этих центров также высока. Для удобства сравнения спектры пронормированы на свои максимумы. За исключением результатов [11], где полуширина полосы оказывается заметно больше, все приведенные полосы очень хорошо совпадают не только по положению пика, но и, что очень важно, по форме.

Такая форма спектра свидетельствует о том, что в данной области могут поглощать несколько центров, как уже предполагалось в некоторых работах [4, 5, 10]. Еще одна особенность полосы 6.05 eV (рис. 2 и табл. 1) состоит в том, что не наблюдается смещение максимума в область более низких энергий с ростом T , как это происходит в большинстве кристаллов [17]. Отсутствие сдвига максимума полосы в $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ при нагреве отмечалось в [5]. Температурно-независимое поведение E_m может быть также обусловлено наличием нескольких поглощающих переходов.

С учетом сказанного выше экспериментальные спектры при разных температурах были разложены на суперпозицию независимых гауссианов (модель линейной электро-фононной связи). При этом были получены два набора пиков — $G1$ и $G2$ (рис. 4), которые наиболее точно воспроизводят наблюдаемую форму полосы 6.05 eV. Значение E_m , полуширина H и ошибка аппроксимации (сумма квадратов разностей) для всех температур при-

ведены в табл. 1. Из рис. 4 видно, что при низких температурах (84 К) пики четко разделяются, а при температурах от комнатной и выше пик $G1$ полностью перекрывается пиком $G2$. Следовательно, при высоких T поведение полосы 6.05 eV определяется доминирующим максимумом $G2$.

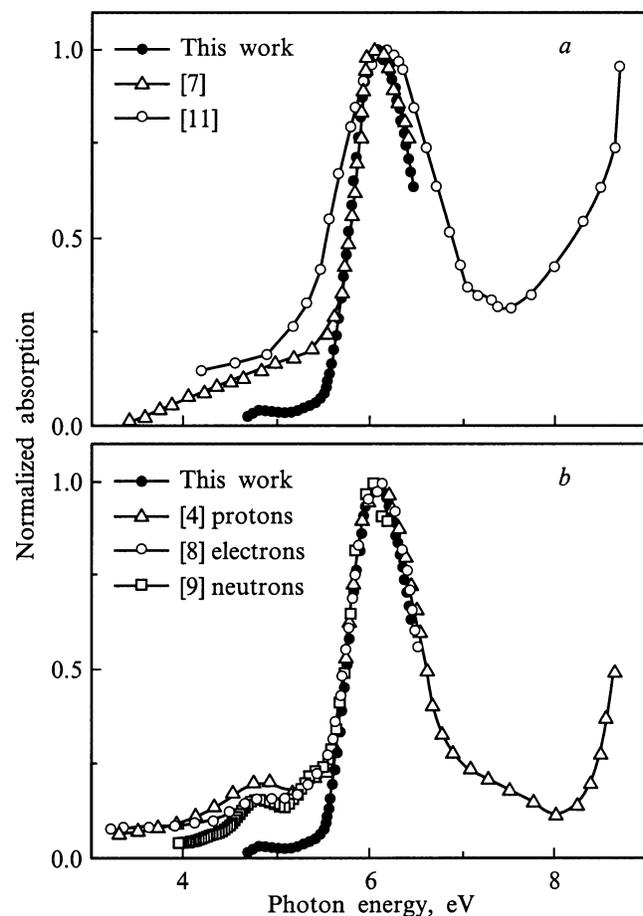


Рис. 3. Сравнение результатов настоящей работы с данными независимых экспериментов: *a* — аддитивно-окрашенные монокристаллы $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$; *b* — облученные кристаллы. Рядом со ссылками указаны частицы, которыми были облучены исходные монокристаллы $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$.

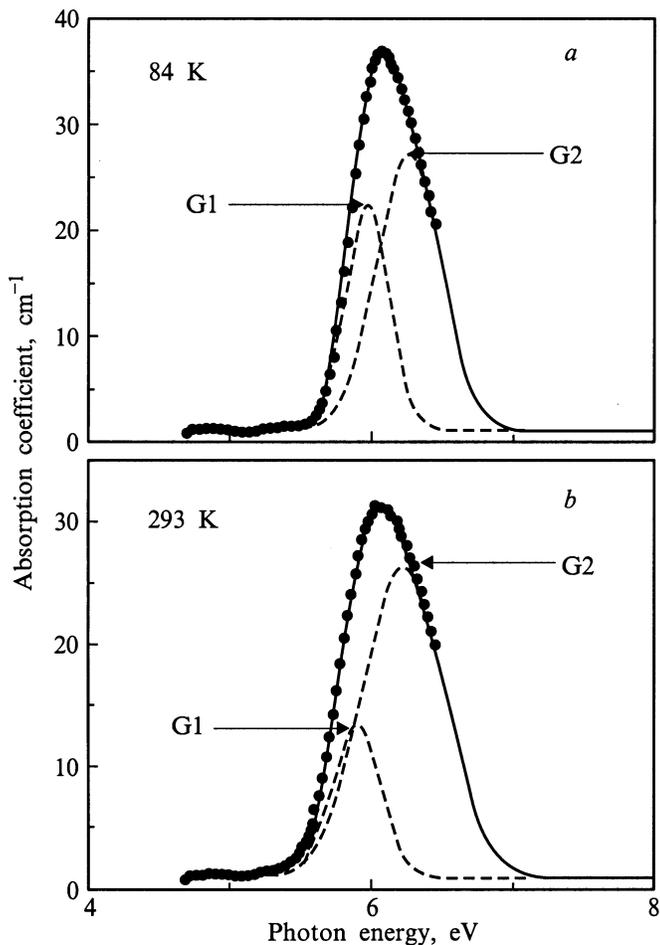


Рис. 4. Разложение полосы поглощения 6.05 eV на независимые гауссианы. Кружки — эксперимент; штриховые линии — независимые пики гауссовой формы; сплошная линия — расчетная результирующая кривая.

Важно отметить, что разложение оптических полос при комнатной температуре для других образцов, показанных на рис. 1, также дает пары гауссианов с такими же в пределах ошибки величинами E_m и H (табл. 2).

Итак, анализ полосы 6.05 eV в спектре поглощения анионно-дефектного $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ позволяет получить набор из двух пиков гауссовой формы, результирующая которых с высокой степенью точности воспроизводит результаты эксперимента при различных температурах и в различных образцах. При этом доминирует пик $G2$ ($E_m = 6.22$ eV, $H = 0.68$ eV при 293 K), а пик $G1$ ($E_m = 5.91$ eV, $H = 0.41$ eV при 293 K) значительно менее интенсивен и при высоких температурах целиком попадает в область поглощения $G2$.

Прежде чем идентифицировать полученные пики с конкретными центрами, проанализируем спектральные величины, приведенные в табл. 1, как функции от температуры.

3.2. Анализ температурных зависимостей. Сдвиг положения максимума пика с ростом T может быть описан с помощью выражения Фэна для изменения ширины запрещенной зоны при фонов-индуцированном смещении энергетических уровней [18]

$$E_m(T) = E_m(0) - A\langle n_s \rangle, \quad (1)$$

где $E_m(0)$ — положение максимума при нулевой температуре, A — параметр Фэна, который зависит от микроскопических характеристик материала [19] и связан с константой деформационного потенциала второго порядка [20], $\langle n_s \rangle = [\exp(\hbar\omega_s/kT) - 1]^{-1}$ — фактор Бозе-Эйнштейна для фононов с энергией $\hbar\omega_s$, ответственных за сдвиг электронных уровней. Универсальность и применимость соотношения (1) для самых разнообразных материалов, кристаллических и некристаллических, подробно обсуждалась нами ранее [20–22]. Заметим, что выражение (1) учитывает вклад в смещение энергетических уровней только от процессов электрон-фононного взаимодействия. Вклад от теплового расширения кристаллической решетки в явном виде не учитывается. Однако, как показано в [4], для $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ в рассматриваемом температурном диапазоне этот вклад пренебрежимо мал. Кроме того, при высоких температурах, когда $kT \gg \hbar\omega_s$, выражение (1) имеет линейную функциональную зависимость и линейный вклад от теплового расширения оказывается учтенным в неявном виде [23].

Температурная зависимость полуширины пика в свою очередь описывается широко известным выражением, см., например, [4,5,17]

$$H^2(T) = H^2(0)(2\langle n_b \rangle + 1), \quad (2)$$

где $H(0)$ — полуширина пика при нулевой температуре, $\langle n_b \rangle$ — фактор Бозе-Эйнштейна для фононов с энергией $\hbar\omega_b$, ответственных за уширение электронных уровней. Очевидно, что выражение (2), которое намеренно записано здесь не в традиционно используемой форме через гиперболический котангенс, а в тождественной форме через среднее число занятых фононных состояний, эквивалентно выражению (1). Данный факт, что температурные зависимости смещения и уширения энергетических уровней формально одинаковы и пропорциональны фактору Бозе-Эйнштейна, подробно обсуждается в [19]. Отметим также, что оба эти выражения могут быть

Таблица 2. Параметры разложения на гауссианы для разных образцов при $T = 293$ K

| № образцов | Пик G1 | | Пик G2 | | Ошибка $(\text{cm}^{-1})^2$ |
|------------|---------------------------|-------------------------|---------------------|-------------------------|-----------------------------|
| | E_m , ± 0.005 eV | H , ± 0.010 eV | E_m , 0.005 eV | H , ± 0.010 eV | |
| 1 | 5.908 | 0.410 | 6.221 | 0.683 | 0.030 |
| 2 | 5.917 | 0.405 | 6.233 | 0.682 | 0.018 |
| 3 | 5.918 | 0.391 | 6.235 | 0.726 | 0.020 |

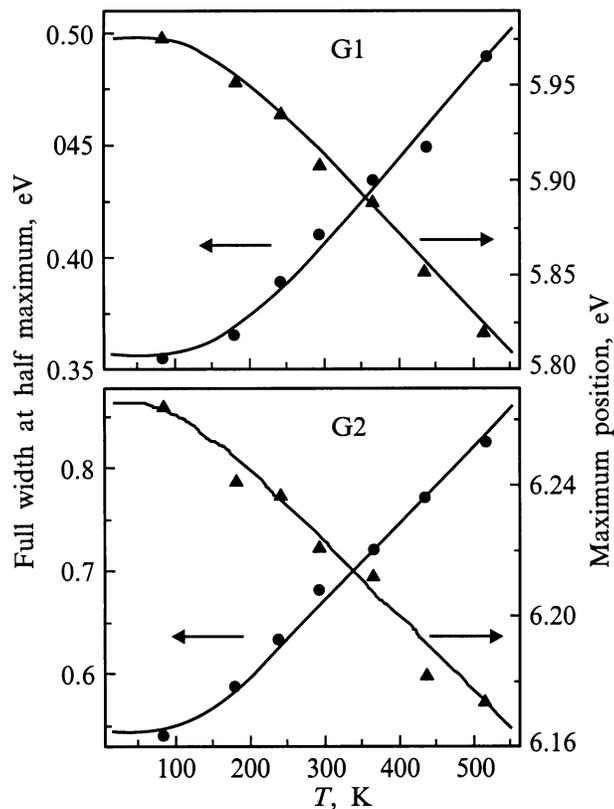


Рис. 5. Температурные зависимости спектральных характеристик пиков $G1$ и $G2$. Символами обозначены соответствующие экспериментальные значения. Сплошные кривые — результаты аппроксимации по выражениям (1) и (2).

получены непосредственно с использованием параметра динамического беспорядка — среднеквадратического отклонения атомов из их положений равновесия [20]. Именно с тепловым беспорядком и связаны процессы однородного уширения и смещения максимумов полос.

На рис. 5 для обоих пиков приведены аппроксимации экспериментальных характеристик $E_m(T)$ и $H(T)$ с использованием выражений (1) и (2). Видно, что расчетные кривые хорошо описывают наблюдаемые зависимости. В табл. 3 приведены значения параметров обоих соотношений, полученные при аппроксимации. Заметим, что для обоих пиков энергии эффективных фононов, ответственных за смещение и уширение, различаются. При этом в обоих случаях $\hbar\omega_s < \hbar\omega_b$. Это говорит о том, что указанные процессы протекают при взаимодействии с разными колебаниями и однокоординатная модель центра в рамках этих процессов будет выглядеть по-разному. Обратим внимание, что полученные значения $\hbar\omega_b = 424$ и 328 cm^{-1} близки к энергиям акустических колебаний корунда — 432 и 378 cm^{-1} [24]. Это вполне логичный и физический результат, который говорит о том, что кислородные вакансии взаимодействуют с длинноволновыми модами ближайших соседей — тяжелых атомов алюминия. Кроме того,

в рамках используемой однофононной модели и гауссовой формы пиков можно оценить факторы Хуанга–Рис $S = H^2(0)/(\hbar\omega_b)^2 8 \ln 2$. Полученные значения приведены в табл. 3.

Итак, на основе соотношений (1) и (2) выполнены аппроксимации температурных зависимостей спектральных характеристик пиков $G1$ и $G2$. Получены значения энергий эффективных фононов, ответственных за уширение и смещение максимумов обоих пиков, которые лежат в области акустических колебаний $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$. Рассчитаны значения факторов Хуанга–Рис.

3.3. F^- и F^+ -центр. На основании сравнительного анализа наших результатов с многочисленными данными из независимых работ можно сделать следующий вывод. Пик $G1$ обусловлен поглощением F^+ -центра; пик $G2$ связан с F^- -центром. Приведем основные аргументы для этого заключения.

Пик $G1$ (5.91 eV) $\Rightarrow F^+$ -центр.

1) Является неосновным. При высоких температурах полностью “забит” основным пиком. Ранее на основании анализа оптических свойств F^+ -центра уже предполагалось, что он поглощает в области $5.9\text{--}6.3 \text{ eV}$, но его полоса “скрыта” в более интенсивной полосе F^- -центра [4,5,10].

2) При возбуждении светом 6.05 eV (при $T = 293 \text{ K}$) [6] и 6.4 eV (при $T = 77 \text{ K}$) [5] наблюдалась интенсивная люминесценция 3.0 eV , которая связана с F^- -центром, и слабое свечение 3.8 eV , относимое к F^+ -центру. Это согласуется с рис. 4, если учесть, что сила осциллятора f для F^+ -центра в два раза меньше (табл. 3).

3) Спектр возбуждения люминесценции 3.8 eV при 77 K имеет плечо при 5.9 eV [5]. Это доказывает наличие поглощения F^+ -центра в данной области. В стационарных и времяразрешенных спектрах возбуждения синхротронным излучением этой же люминесценции при

Таблица 3. Параметры, полученные из анализа температурного поведения пиков

| Параметры | Пик $G1$ (F^+ -центр) | Пик $G2$ (F^- -центр) |
|-------------------------------------|--------------------------|--------------------------|
| $E_m(0), \text{ eV}$ | 5.976 ± 0.005 | 6.265 ± 0.010 |
| $\hbar\omega_s, \text{ cm}^{-1}$ | 268 ± 20 | 171 ± 20 |
| $A, \text{ eV}$ | 0.18 ± 0.03 | 0.06 ± 0.005 |
| $\hbar\omega_b, \text{ cm}^{-1}$ | 424 ± 20 | 328 ± 20 |
| | 400 [4] | |
| | 340 ± 20 [5] | |
| $H(0), \text{ eV}$ | 0.356 ± 0.004 | 0.546 ± 0.008 |
| S | 8.26 | 35.8 |
| | 8.65 [4] | |
| | 12 [5] | |
| $N, \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ | 5.73 | 9.24 |
| | 10.7 [4] | 18.5 [4] |
| f | 0.66 [4] | 1.33 [4] |

$T = 10$ и 297 К наблюдается полоса 5.95 ± 0.03 eV, которая была отнесена к F^+ -центру [25]. Указанные данные хорошо согласуются с нашими результатами.

4) Полученные в настоящей работе значения $\hbar\omega_b = 424$ cm^{-1} и $S = 8.26$ хорошо согласуются с результатами, полученными при анализе температурного поведения пика люминесценции F^+ -центра при 3.8 eV — 400 cm^{-1} и 8.65 (табл. 3) [4] соответственно.

5) Полученный нами пик $G1$ можно отнести к электронному переходу $1A \rightarrow 2B$ F^+ -центра, энергия которого принималась 6 eV в [10] и 6.3 eV в [4], а в теоретической работе [26] предсказывалось значение 5.15 eV.

Пик $G2$ (6.22 eV) $\Rightarrow F$ -центр.

1) Является доминирующим. При температурах выше комнатной формирует полосу 6.05 eV, поведение которой однозначно связано с присутствующими в $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ F -центрами [3–7].

2) См. аргумент 2 для пика $G1$.

3) Полученная нами для пика $G2$ значение $H = 0.54$ eV при $T = 84$ К близко к величине полуширины полосы 6.05 eV в поляризованном свете (0.67 eV при $T = 77$ К) [4]. При указанной поляризации ($\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$) электронный переход $1A \rightarrow 2B$ F^+ -центра имеет низкое значение силы осциллятора $f_{F^+} = 0.020$ [4]. В свою очередь при другой поляризации ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$) $f_{F^+} = 0.935$, и полуширина полосы 6.05 eV возрастает до 0.78 eV [4].

4) Рассчитанный фактор Хуанга–Рис $S = 35.8$ близок к величинам этого параметра для F -центра в MgO ($S = 39$) и в LiF ($S = 41$) [27].

5) Отметим, что в известных нам спектрах возбуждения люминесценции 3.0 eV всегда присутствует пик 6.1 eV, а не 6.22 , как в настоящей работе. Это может быть связано с ошибкой определения E_m для $G2$, поскольку спектр измерен только до 6.45 eV и более высокоэнергетические пики, которые присутствуют [8,11,25], могут влиять на окончательную оценку положения максимума.

Приведенные аргументы свидетельствуют, на наш взгляд, в пользу сделанного выше вывода по идентификации пиков.

Зная силы осцилляторов (табл. 3), мы можем по формуле Смакулы оценить концентрацию N соответствующих дефектов в исследуемом образце. Полученные значения N в сравнении с данными других работ приведены в табл. 3. Отметим, что в других работах N_{F^+} оценивалась по полосам 4.8 и 5.4 eV, а N_F — по всей полосе 6.05 eV, что могло приводить, согласно настоящей работе, к завышенным оценкам. Также нами были рассчитаны концентрации центров F -типа в образцах 2 и 3 (рис. 1). Для образца 2 получили $N_{F^+} = 4.89 \times 10^{16}$, $N_F = 7.37 \times 10^{16}$ cm^{-3} , для образца 3 — 2.61×10^{16} и 4.38×10^{16} cm^{-3} соответственно. Полученные значения N еще раз подтверждают, что F - и F^+ -центры неравномерно распределены по исходной заготовке и их концентрация варьирует от образца к образцу.

На основании наших результатов можно предположить, что при $N_{F^+} \gg N_F$ полоса 6.05 eV должна иметь два максимума. Действительно, в работе [28] для монокристалла корунда с $N_{F^+}/N_F = 2$ в спектре поглощения традиционная полоса 6.05 eV трансформировалась в полосу с максимумом при 6.33 eV и с плечом в области 5.95 – 6.10 eV. Как видим, это хорошо согласуется с данными настоящей работы. Интересно, что авторы [28] приписали пик 6.33 eV поглощению F^+ -центров, а наблюдаемое плечо — остаткам полосы уступающих по концентрации F -центров. Однако с учетом наших результатов ситуация представляется обратной.

Таким образом, в настоящей работе исследованы спектры поглощения кислород-дефицитного корунда в диапазоне 4 – 6.45 eV в интервале температур 80 – 515 К. На основе модели линейной электрон-фононной связи удалось показать, что полоса в области 6.05 eV может быть обусловлена поглощением на F - и F^+ -центрах с максимумами при 6.22 и 5.91 eV (комнатная температура) соответственно. Результирующая кривая указанных пиков с высокой степенью точности воспроизводит форму полосы 6.05 eV при различных температурах и в образцах с различным отношением концентрации анионных дефектов. На основании полученных результатов может быть интерпретирована трансформация спектров поглощения для образцов с сильным преобладанием F^+ -центров.

Рассчитаны эффективные энергии фононов, ответственных за процессы уширения и смещения максимумов пиков. Расчетные величины $\hbar\omega_b = 424$ и 328 cm^{-1} для F^+ - и F -центров соответственно лежат в области частот акустических колебаний корунда. Полученные значения факторов Хуанга–Рис для F - ($S = 35.8$) и F^+ -центров ($S = 8.26$) согласуются с независимыми оценками других работ.

Авторы благодарят А.А. Маслакова за помощь в проведении оптических измерений.

Список литературы

- [1] V.S. Kortov, I.I. Milman, V.I. Kirpa, Ja. Lesz. Rad. Protect. Dosimetry **65**, 1–4, 255 (1996).
- [2] M.S. Akselrod, V.S. Kortov, D.J. Kravetsky, V.I. Gotlib. Rad. Protect. Dosimetry **32**, 1, 15 (1990).
- [3] K.H. Lee, J.H. Crawford, jr. Phys. Rev. **B15**, 8, 4065 (1977).
- [4] B.D. Evans, M. Stapelbroek. Phys. Rev. **B18**, 12, 7089 (1978).
- [5] B.G. Draeger, G.P. Summers. Phys. Rev. **B19**, 2, 1172 (1979).
- [6] S.W.S. McKeever, M.S. Akselrod, L.E. Colyott, N. Agersnap Larsen, J.C. Polf, V. Whitley. Rad. Protect. Dosimetry **84**, 1–4, 163 (1999).
- [7] K.H. Lee, J.H. Crawford, jr. Appl. Phys. Lett. **33**, 4, 273 (1978).
- [8] E.W.J. Mitchell, J.D. Rigden, P.D. Townsend. Philos. Mag. **5**, 1013 (1960).
- [9] P.W. Levy. Phys. Rev. **B123**, 4, 1226 (1961).
- [10] K.H. Lee, J.H. Crawford, jr. Phys. Rev. **B19**, 6, 3217 (1979).

- [11] Я.А. Валбис, П.А. Кулис, М.Е. Спрингис. Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук **6**, 23 (1979).
- [12] М.С. Аксельрод, В.С. Кортов, И.И. Мильман. Укр. физ. журн. **28**, 1053 (1983).
- [13] Choi Sang-il, T. Takeuchi. Phys. Rev. Lett. **50**, 19, 1474 (1983).
- [14] М.С. Аксельрод, В.С. Кортов, И.И. Мильман, В.А. Горелова, А.А. Борисов, Л.М. Затуловский, Д.Я. Кравецкий, И.Е. Березина, Н.К. Лебедев. Изв. АН СССР. Сер. физ. **52**, 10, 1981 (1988).
- [15] M.S. Akselrod, V.S. Kortov, E.A. Gorelova. Rad. Protect. Dosimetry **47**, 1–4, 159 (1993).
- [16] И.И. Мильман, С.В. Никифоров, В.С. Кортов, А.К. Кильметов. Дефектоскопия **11**, 64 (1996).
- [17] А.М. Стоунхэм. Теория дефектов в твердых телах. Электронная структура дефектов в диэлектриках и полупроводниках. Наука, М. (1975). 625 с.
- [18] H.Y. Fan. Phys. Rev. **82**, 6, 900 (1951).
- [19] Г. Фэн. Фотон-электронное взаимодействие в кристаллах в отсутствие внешних полей. Мир, М. (1969). 127 с.
- [20] И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов. ФТТ **41**, 6, 994 (1999).
- [21] I.E. Weinstein, A.F. Zatsepin, Yu.V. Scharova. Physica **B263–264**, 1–4, 167 (1999).
- [22] И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов, Ю.В. Шапова. ФТТ **42**, 2, 224 (2000).
- [23] T. Skettrup. Phys. Rev. **B18**, 6, 2622 (1978).
- [24] W. Karpus. Phys. **B21**, 325 (1975).
- [25] А.И. Сюрдо, В.С. Кортов, В.А. Пустоваров, Ф.Ф. Шарфутдинов. Тез. докл. 10-й Междунар. конф. по радиационной физике и химии неорганических материалов. Томск (1999). С. 369.
- [26] S.Y. La, R.H. Bartram, R.T. Cox. J. Phys. Chem. Solids **34**, 1079 (1973).
- [27] B. Henderson, R.D. King, A.M. Stoneham. J. Phys. C, ser. 2, **1**, 586 (1968).
- [28] Т.С. Бессонова, Л.А. Аввакумова, Т.И. Гимадова, И.А. Тале. ЖПС **54**, 2, 258 (1991).