

02

Фотолюминесценция сапфира, облученного электронами и ионами низких энергий

© Е.Ю. Зыкова, К.Е. Озерова, А.А. Татаринцев, А.Н. Туркин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

e-mail: zykova@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 15.03.2022 г.

В окончательной редакции 30.06.2022 г.

Принята к публикации 30.06.2022 г.

Для интерпретации процесса зарядки монокристаллического сапфира и влияния на этот процесс радиационно-стимулированных дефектов проведены фотолюминесцентные исследования исходного монокристаллического сапфира, а также сапфира, предварительно облученного ионами и электронами низких энергий. Спектры фотолюминесценции получены с использованием конфокального микроскопа с длиной волны возбуждения 445 нм и неконфокальным методом на длине волны 355 нм. Полученные результаты для всех образцов показали линии, связанные с собственными дефектами, а также с примесными дефектами. Предварительное ионное облучение приводит к разупорядочению приповерхностной области образца, что проявляется в значительном увеличении интенсивности фотолюминесценции. Предварительное электронное облучение может приводить к изменению зарядового состояния изначально существующих в кристалле дефектов.

Ключевые слова: радиационно-стимулированные дефекты, фотолюминесценция сапфира, ионное и электронное облучение.

DOI: 10.21883/OS.2022.09.53297.3397-22

Введение

Сапфир, монокристаллический α - Al_2O_3 , широко используется во многих областях — оптике и микроэлектронике, гетерогенном катализе и дозиметрии. В различных технических применениях он подвергается воздействию заряженных частиц — электронов, ионов и протонов. Поскольку сапфир является диэлектриком, плохо проводящим электрический ток (его удельное сопротивление $10^{16} \Omega\cdot\text{cm}$ при $T = 25^\circ\text{C}$), облучение его заряженными частицами низких и средних энергий приводит к накоплению в приповерхностной области электрического заряда, в результате которого на поверхности возникает отрицательный или положительный потенциал. Зарядка поверхности кристалла во многих случаях является негативным фактором, приводящим к возникновению сильных внутренних полей и даже к электрическому пробое.

В предыдущих экспериментах [1–3] по изучению кинетики зарядки диэлектрических массивных монокристаллических образцов сапфира и кварца было обнаружено, что поверхностный потенциал сапфира начинает расти только спустя несколько минут после включения электронного облучения. Причем время начала зарядки образца зависело как от энергии, так и от плотности тока облучающих электронов. При энергии падающих электронов $E_0 = 15 \text{ keV}$, например, оно составляло $\sim 20 \text{ min}$. В то же время кинетика зарядки образца монокристалла кварца имела иной характер: поверхность монокристаллического кварца начинала заряжаться отрицательно

практически сразу же после включения электронного пучка, время достижения равновесного зарядового потенциала составляло 30 с. Для объяснения этого факта было выдвинуто предположение, что кинетика зарядки в значительной степени определяется числом ловушек для электронов (дефектных или примесных узлов), как исходно существующих в кристалле, так и создаваемых в кристалле самим электронным облучением.

Предполагалось, что исходно образец сапфира имеет очень малое количество дефектов, поэтому его зарядка не происходит. Однако в процессе электронного облучения в приповерхностном слое диэлектрика могут образовываться радиационные дефекты, которые служат ловушками для первичных электронов. По мере накопления таких радиационных дефектов в образце сапфира начинается захват инжектируемых электронов на создаваемые ловушки, что и определяет наблюдаемую кинетику зарядки поверхности и время установления равновесного потенциала.

Выдвинутые предположения подтверждались наблюдаемым в эксперименте фактом, что после предварительного облучения образцов электронами и ионами низких энергий сапфир начинал заряжаться сразу после включения электронного облучения [1,2], что может объясняться тем, что предварительное облучение создает в приповерхностной области образца радиационные дефекты, интенсивно захватывающие инжектируемые электроны.

В настоящее время люминесцентные методы исследования успешно применяют для контроля степени

стехиометрии и чистоты материалов, наличия в них электрически активных и неактивных примесей и дефектов. Спектры люминесценции содержат информацию о механизмах излучательной рекомбинации в объекте, что позволяет получать подробную информацию о природе дефектов, их распределении по поверхности и объёму материала, а также радиационно-стимулированных изменениях.

Целью настоящей работы было исследование методом фотолюминесценции (ФЛ) изменений, происходящих в приповерхностной области сапфира при воздействии на него электронов и ионов низких энергий.

Образцы и методика эксперимента

Для проведения экспериментов использовались полированные монокристаллические образцы сапфира, толщиной 0.33 mm и латеральными размерами 10×5 mm, произведённые компанией Монокристалл (Россия). Исследовались три образца: образец № 1 — исходный образец Al_2O_3 , два других образца предварительно облучались в высоковакуумных условиях ($p \sim 10^{-8}$ Torr) при комнатной температуре соответственно электронами и ионами низких энергий. Облучение электронами проводилось в сверхвысоковакуумной камере ожеспектрометра Varian, использовалась электронная пушка со следующими параметрами: размер электронного пучка на образце 0.3–3 mm в зависимости от режима работы; энергия электронов 300 eV–3 keV; ток — от 0.4 до 200 μA . Образец № 2 облучался электронами с энергией $E_{el} = 2$ keV и током электронного пучка $I = 50 \mu\text{A}$, а область облучения имела эллиптическую форму с размерами 3–4 mm, время облучения $t_{el} = 120$ min, флюенс $2 \cdot 10^{19}$ el/cm². Образец № 3 — Al_2O_3 , облученный ионами Ag^+ . Облучение проводилось в вакуумной установке, оборудованной дуоплазмотроном Арденне при остаточном давлении 10^{-6} Torr. Энергия ионов $E_{ion} = 9$ keV, ток ионного пучка $I_{ion} = 40 \mu\text{A}$, область облучения $\varnothing 4$ mm, время облучения 30 min.

Измерения спектров ФЛ проводились на конфокальном микроскопе Ntegra Spectra NT-MDT на длине волны возбуждения $\lambda = 445$ nm с длительностью импульса лазерного излучения FWHM < 80 ps. Применение лазерной конфокальной микроскопии давало возможность регистрации излучения только из приповерхностного слоя образца толщиной не более 2 μm , что минимизировало влияние необлученной части кристалла. Кроме этого, спектры ФЛ регистрировались в стандартной (не конфокальной) геометрии на длине волны возбуждения 355 nm (длительность импульса 6 ns) с использованием спектрометра Shamrock SR303i, в котором для регистрации излучения использовалась CCD-камера Andor DU420A.

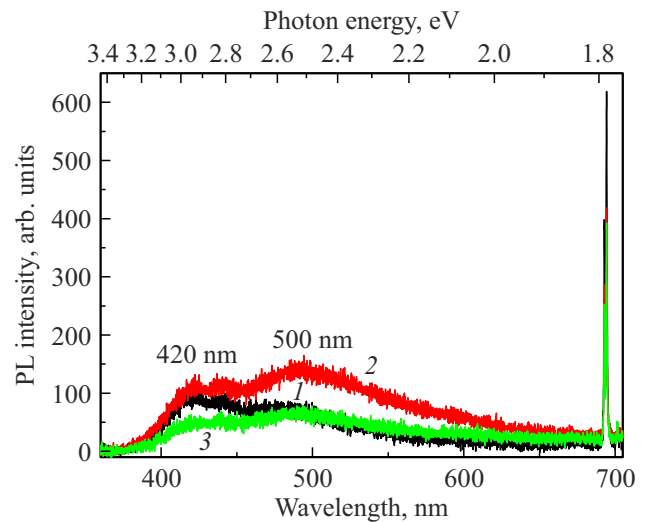


Рис. 1. Обзорные спектры ФЛ образцов $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, снятые на длине волны возбуждения лазера $\lambda = 355$ nm. Кривая 1 — исходный образец сапфира, 2 — образец, предварительно облученный электронами, 3 — образец после облучения ионами Ag^+ .

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Спектры ФЛ при возбуждении на длине волны $\lambda_{ex} = 355$ nm

На рис. 1 представлены спектры ФЛ монокристаллических образцов Al_2O_3 , полученные при возбуждении лазером с длиной волны $\lambda_{ex} = 355$ nm. Кривая 1 (черная) представляет собой спектр ФЛ исходного образца, кривые 2 (красная) и 3 (зеленая) — спектры с образцов, предварительно облученных соответственно электронами и ионами Ag^+ .

Наблюдаемая на рис. 1 в спектре ФЛ узкая интенсивная линия на длине волны $\lambda = 693$ nm состоит из двух узких полос и представляет собой хорошо известный дублет R-линий Cr^{3+} . Известно, что хром, железо, магний и некоторые другие элементы могут присутствовать в кристаллах Al_2O_3 в низких концентрациях ($< 10^{-3}$ mas%) в качестве естественных примесей [4]. Некоторые из этих неконтролируемых примесей, в частности хром и титан, могут существенно влиять на оптические и люминесцентные свойства монокристаллов сапфира, даже несмотря на малую концентрацию. На рис. 2 отдельно в более крупном масштабе представлены R_1 - и R_2 -линии, положения которых в спектре ФЛ сапфира соответствуют длинам волн $\lambda_{max} = 692.7$ nm и $\lambda_{max} = 694.2$ nm. Эти линии хорошо изучены и соответствуют переходу ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$ в ионах Cr^{3+} , замещающих ионы Al^{3+} в решетке сапфира.

Здесь следует отметить, что интенсивность R-линий у предварительно облученных электронами (кривая 2) и ионами (кривая 3) образцов меньше, чем у исходного

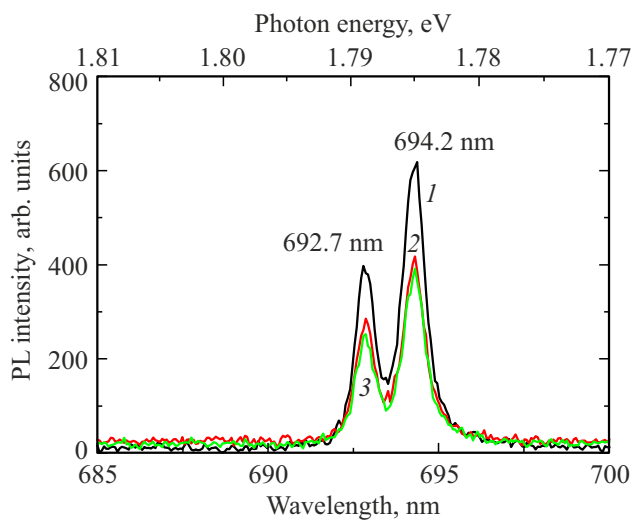


Рис. 2. R_1 - и R_2 -линии люминесценции ионов Cr^{3+} в кристаллах Al_2O_3 . Кривая 1 — исходный образец сапфира, 2 — образец, предварительно облученный электронами, 3 — образец после облучения ионами Ar^+ .

образца сапфира (кривая 1), что может указывать на увеличение поглощения света в облученных образцах.

Из рис. 1 также видно, что все исследуемые образцы $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ обладают низкоинтенсивной полосой люминесценции в области длин волн 365–650 nm (1.9–3.4 eV). Спектры люминесценции в этом диапазоне имеют сложную форму и состоят из нескольких широких компонент, связанных с возбуждением собственных дефектов в сапфире — нейтральных кислородных вакансий (F -центров) и агрегатных центров в различных зарядовых состояниях (F_2 -, F_2^+ -, F_2^{2+} - центров) [5–7]. Установлено [8,9], что независимо от методов синтеза $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ в нем всегда имеется недостаток кислорода, что подтверждается наличием линий люминесценции, связанных с вакансиями кислорода, даже в исходном образце (кривая 1). Похожий спектр ФЛ также наблюдался в работе [10] для монокристаллического $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$.

Следует отметить, что интенсивность люминесценции предварительно облученного электронами образца (кривая 2 на рис. 1) больше, чем исходного образца во всем диапазоне длин волн, в то время как интенсивность пика на длине волны $\lambda_{\text{max}} = 420$ nm (2.9 eV) уменьшается после облучения образца Al_2O_3 ионами Ar^+ .

Для удобства анализа было проведено разложение каждого из спектров ФЛ на гауссовы составляющие. Для этого спектр ФЛ переводился в энергетическую шкалу [11], где интенсивность рассчитывалась по формуле $I(E) = I(\lambda) \frac{\lambda^2}{hc}$, после чего проводилось разложение на гауссовы составляющие. На рис. 3 приведены результаты разложения для исходного образца (а) и образцов, предварительно облученных электронами (б) и ионами (с).

Как видно из рис. 3, для аппроксимации экспериментально наблюдаемых спектров ФЛ образцов $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ использовались три гауссовы компоненты. По литера-

турным данным наблюдаемая в спектрах ФЛ всех образцов полоса с положением максимума $\lambda_{\text{max}} = 423$ nm (2.93 eV) может быть интерпретирована как полоса свечения F -центра, который является одним из основных типов дефектов анионной подрешетки сапфира и представляет собой нейтральную кислородную вакансию, захватившую два электрона [5]. Наблюдаемый в спектре провал в области 430 nm может быть связан с интенсивным поглощением излучаемого света примесными ионами Cr^{3+} , поскольку полоса излучения F -центра перекрывается с одной из полос поглощения ионов Cr^{3+} (переход ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_1$) [12]. Возможно также, что этот провал является артефактом измерений. Полученные из спектров ФЛ отношения интегральных интенсивностей полос F -центров для исходного образца и образцов, предварительно облученных электронами и ионами, составляют $S_{\text{el}}/S_{\text{init}} \approx 1.29$ и $S_{\text{ion}}/S_{\text{init}} \approx 0.40$.

Наблюдаемая в спектрах полоса свечения $\lambda_{\text{max}} = 500$ nm (2.48 eV) не может быть интерпретирована однозначно. В литературе эта полоса связывается либо со свечением междуузельных Al_i^+ -центров с максимумом на 516 nm (2.4 eV) [13,14], либо со свечением F_2 -центров, которые представляют собой две нейтральные анионные вакансии, расположенные в соседних узлах, захватившие четыре электрона [15,16]. В работе [17] полоса свечения 520 nm наблюдалась для кристаллов $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{Mg}$ и связывалась с образованием в кристалле комплексного дефекта $F_2^{2+}(2\text{Mg})$, представляющего две положительные кислородные вакансии F^+ , скомпенсированные двумя ионами Mg^{2+} .

Разложение спектра на гауссовы составляющие показывает, что положение этой линии в спектре ФЛ немного сдвигается в сторону более низких энергий (больших длин волн) после облучения как электронами, так и ионами. Для исходного образца $E = 2.53$ eV ($\lambda_{\text{max}} = 489$ nm), для предварительно облученных образцов $E = 2.46$ eV ($\lambda_{\text{max}} = 504$ nm). Это может указывать на то, что эта полоса является составной: после предварительного облучения возрастает интенсивность более длинноволновой компоненты. Поэтому представляется наиболее вероятным, что люминесценция при 500 nm может быть связана как с F_2 -центрами, так и с присутствием в исследуемых кристаллах в небольших концентрациях комплексных дефектов $F_2^{2+}(2\text{Mg})$.

Образование F_2 -центров в сапфире наблюдается обычно в оксидах с большой концентрацией кислородных вакансий, образующихся, например, при высокотемпературной обработке образцов [15,18] или после облучения их нейтронами, тяжелыми ионами или электронами высоких энергий [5,19,20]. В нашем случае эта полоса наблюдается даже в спектре исходного образца, что может указывать на достаточно большое число анионных вакансий в исходном кристалле сапфира. Из рис. 3, а видно, что наблюдаемые полосы ФЛ одиночных и агрегатных центров F -типа характеризуются близкими значениями интенсивности, что свидетельствует о присутствии F -

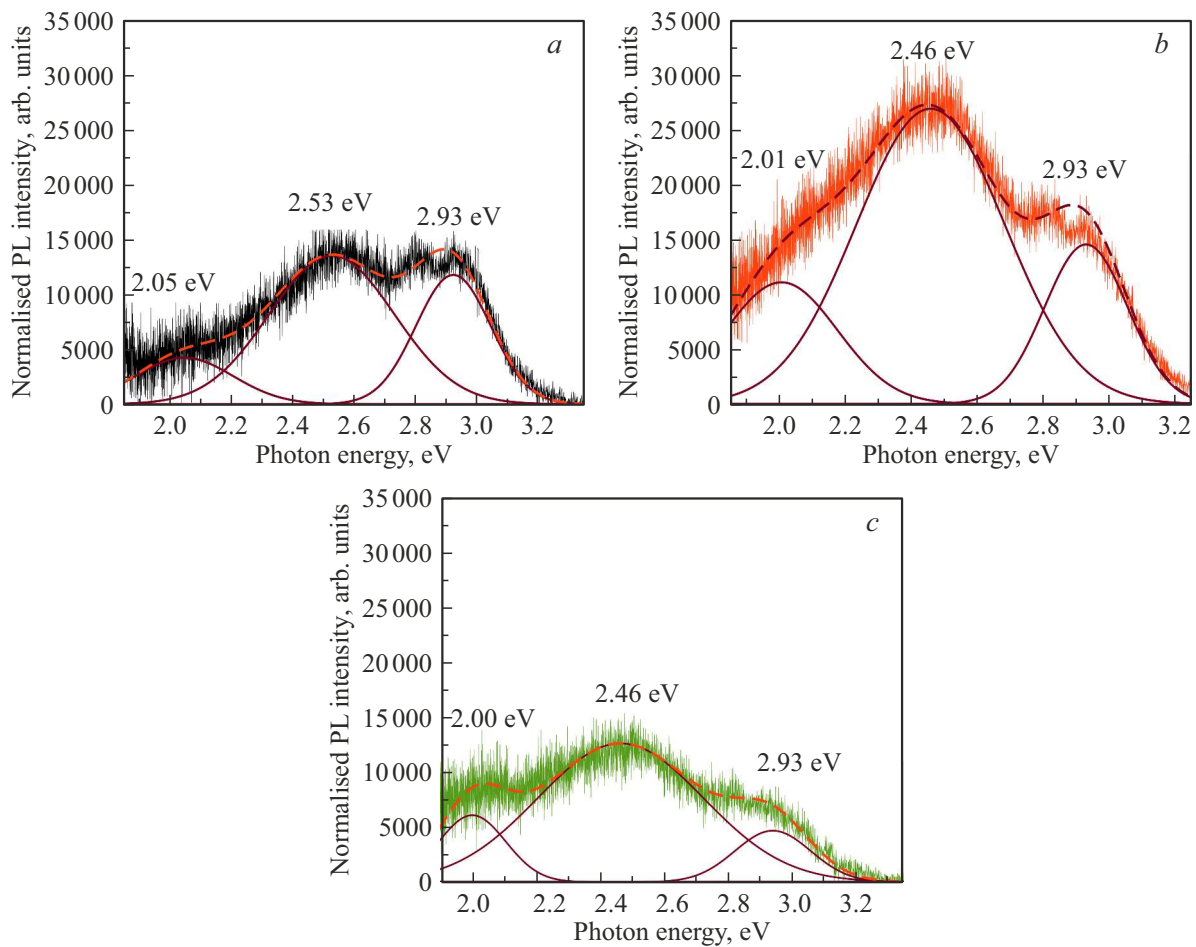


Рис. 3. Разложение спектров ФЛ на гауссовы составляющие для исходного образца (*a*) и образцов, предварительно облученных электронами (*b*) и ионами (*c*).

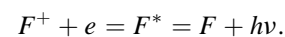
центров и их агрегатов в кристаллах в близких концентрациях.

Интегральная интенсивность полосы для ионно-облученного образца увеличивается незначительно ($S_{\text{ion}}/S_{\text{init}} \approx 1.22$), в то время как для электронно-облученного кристалла она увеличивается более чем в 2 раза ($S_{\text{el}}/S_{\text{init}} \approx 2.22$).

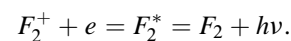
Низкоэнергетическое электронное облучение не может приводить к генерации новых дефектов в исследуемых образцах, но может стимулировать образование электронно-дырочных пар и изменять зарядовое состояние центров захвата и рекомбинацию. Во время электронного облучения кристалла происходит заполнение электронами сначала мелких (до 0.1 eV ниже дна зоны проводимости), а затем и глубоких ловушек, связанных с различного рода дефектами, содержащимися в исходном образце сапфира. После выключения электронного облучения мелкие ловушки быстро высвобождаются за счет тепловой энергии кристалла и электрического поля внедренного в диэлектрик заряда, в то время как время релаксации заряда на глубоких ловушках при комнатных температурах может измеряться днями и неделями [2].

Последующее опустошение электронных ловушек под действием света приводит к переходу электронов в зону проводимости кристалла, в результате чего увеличивается вероятность их захвата центрами свечения, и число актов излучательной рекомбинации на центрах свечения растет.

Таким образом, наблюдаемое в спектрах ФЛ увеличение интенсивности на длине волны 420 nm может происходить в результате захвата F^+ -центром электрона из зоны проводимости с образованием F -центра в возбужденном состоянии и последующей излучательной релаксации этого состояния согласно реакции



Аналогично за увеличение интенсивности полосы при 493 nm может отвечать реакция



В ФЛ спектрах ионно-облученных образцов интенсивность пика $\lambda_{\text{max}} = 423 \text{ nm}$ (2.93 eV) уменьшается по сравнению с исходным образцом, что может быть связано с ионизацией F -центров при ионном облучении

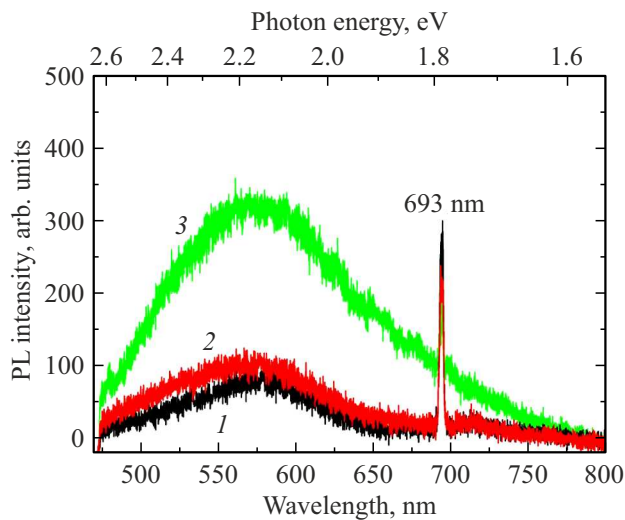


Рис. 4. Спектры ФЛ образцов α - Al_2O_3 , снятые на длине волны возбуждения лазера $\lambda = 455$ nm. Кривая 1 — исходный образец сапфира, 2 — образец, предварительно облученный электронами, 3 — образец после облучения ионами Ar^+ .

(нейтрализацией положительного иона Ar^+ в результате захвата им электрона от F -центра).

Природа возникновения наблюдаемой в спектрах всех образцов полосы ФЛ при 590 nm не совсем ясна. Следует отметить, что эта полоса также наблюдалась в спектрах монокристаллического α - Al_2O_3 и другими авторами, например в работе [10]. Возможно, появление пика на этих длинах волн связано с поглощением излучения примесными ионами Cr^{3+} .

Спектры ФЛ при возбуждении на длине волны $\lambda_{\text{ex}} = 445$ nm

На рис. 4 представлены спектры ФЛ образцов сапфира, полученные на конфокальном микроскопе Ntegra Spectra NT-MDT на длине волны возбуждения $\lambda_{\text{ex}} = 445$ nm. Как уже отмечалось выше, эта методика позволяла получить данные ФЛ только из приповерхностного слоя образца толщиной не более $2 \mu\text{m}$, что минимизировало влияние необлученной части кристалла.

Спектры ФЛ этих образцов представляют собой широкий пик с центром на длине волны $\lambda_{\text{max}} = 570$ nm, на котором наблюдается узкий пик при $\lambda_{\text{max}} = 693$ nm, связанный, как уже отмечалось, с примесной ФЛ ионов Cr^{3+} .

Из рис. 4 видно, что интенсивность ФЛ с предварительно облученных образцов выше, чем для исходного образца сапфира. В случае электронно-облученного образца интегральная интенсивность ФЛ увеличивается в 1.5 раза. При этом рост интенсивности ФЛ наблюдается в основном в области длин волн 470–570 nm. Это может указывать на образование в тонком приповерхностном слое образца дополнительных центров свечения, связанных с образованием кислородных вакансий и их комплексов. Действительно, несмотря на то, что оксид

алюминия обладает высокой радиационной стойкостью, что позволяет использовать его во многих областях радиационной физики, в частности в дозиметрии, существуют экспериментальные данные о том, что под действием электронной бомбардировки низких энергий (1–3 keV) поверхность оксида Al_2O_3 может разрушаться вследствие электронно-стимулированной десорбции кислорода [21]. Для объяснения механизма разрушения Al_2O_3 привлекалась модель Кнотека–Фейбельмана [22], разработанная для оксидов с максимальной степенью валентности. Однако сечение процесса электронно-стимулированной десорбции для сапфира мало и при энергии падающих электронов 2 keV по данным работы [20] составляет $2.7 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$.

После облучения сапфира ионами Ar^+ наблюдается увеличение интегральной интенсивности ФЛ в диапазоне длин волн 470–670 nm в 4.1 раза. По результатам расчета, выполненного с помощью программы SRIM [23], глубина пробега ионов Ar^+ с энергией 9 keV в монокристалле Al_2O_3 составляет порядка 10 nm. Таким образом, наблюдаемое значительное увеличение интенсивности ФЛ свидетельствует о генерации в этой приповерхностной области под действием ионной бомбардировки новых дефектов.

Заключение

Спектры ФЛ исходного образца монокристаллического сапфира и образцов, предварительно облученных электронами и ионами низких энергий, получены с использованием конфокального микроскопа с длиной волны возбуждения 445 nm, а также в стандартной (неконфокальной) геометрии с возбуждением на длине волны 355 nm. В спектрах ФЛ всех образцов, включая исходный образец, наблюдаются линии, связанные с собственными дефектами в кристалле — нейтральными кислородными вакансиями и их комплексами, а также примесными дефектами — ионами Cr^{3+} . Наблюдаемые спектры указывают на присутствие в кристаллах достаточно большого количества собственных дефектов, особенно в приповерхностной области кристалла.

Предварительное ионное облучение приводит к разупорядочению приповерхностной области образца, что проявляется в значительном увеличении интенсивности ФЛ в области длин волн 500–750 nm. Предварительное электронное облучение нарушает приповерхностную область образца в значительно меньшей степени, однако может приводить к изменению зарядового состояния изначально существующих в кристалле дефектов, что отражается в увеличении интенсивности полос ФЛ с этих образцов.

Благодарности

Авторы выражают благодарность М. Маматовой и А.В. Скуратову за помощь в получении экспериментальных спектров ФЛ и полезную дискуссию. Авторы

благодарны рецензенту за ценные замечания по поводу разложения спектров ФЛ на гауссовы составляющие.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Э.И. Рау, А.А. Татаринцев, Е.Ю. Зыкова, И.П. Иваненко, С.Ю. Купреенко, К.Ф. Миннебаев, А.А. Хайдаров. ФТТ, **59** (8), 1504 (2017). DOI: 10.21883/OS.2022.09.53297.3397-22 [E.I. Rau, A.A. Tatarintsev, E.Yu. Zykova, I.P. Ivanenko, S.Yu. Kupreenko, K. F. Minnebaev, A.A. Haidarov. Phys. Solid State, **59** (8), 1526 (2017). DOI: 10.1134/S1063783417080212].
- [2] Э.И. Рау, А.А. Татаринцев. ФТТ, **63** (4), 483 (2021). DOI: 10.21883/OS.2022.09.53297.3397-22 [E.I. Rau, A.A. Tatarintsev. Phys. Solid State, **63** (4), 574 (2021). DOI: 10.1134/S1063783421040181].
- [3] E.I. Rau, A.A. Tatarintsev, E.Yu. Zykova. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, **460**, 141 (2019). DOI: 10.1016/j.nimb.2018.12.030
- [4] Д.И. Блецкан, В.Я. Братусь, А.Р. Лукьянчук, В.Т. Маслюк, О.А. Парлаг. Письма в ЖТФ, **34** (14), 54 (2008). [D.I. Bletskan, V.Y. Bratus', A.R. Luk'yanchuk, V.T. Maslyuk, O.A. Parlag. Tech. Phys. Lett., **34**, 612 (2008). DOI: 10.1134/S1063785008070237].
- [5] B.D. Evans, G.J. Pogatshnik, Y. Chen. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, **91**, 258 (1994). DOI: 10.1016/0168-583X(94)96227-8
- [6] M. Rodriguez, G. Denis, M. Akselrod, T. Underwood, E. Yukihiro. Radiation Measurements, **46**, 1469 (2011). DOI: 10.1016/J.RADMEAS.2011.04.026
- [7] V.S. Kortov, V.A. Pustovarov, T.V. Shtang. Radiation Measurements, **85**, 51 (2016). DOI: 10.1016/J.RADMEAS.2015.12.009
- [8] H. Arendt, J. Hulliger. *Crystal Growth in Science and Technology* (Plenum Press., New York, 1989), p. 275–302. DOI: 10.1007/978-1-4613-0549-1
- [9] R. Mogilevsky, S. Nedilko, L. Sharafutdinova, S. Burlay, V. Sherbatskii, V. Boyko, S.D. Mittl. Opt. Mater., **31**, 1880 (2009). DOI: 10.1016/J.OPTMAT.2008.11.023
- [10] A.I. Kostyukov, A.V. Zhuzhgov, V.V. Kaichev, A.A. Rastorguev, V.N. Snytnikov, V.N. Snytnikov. Optical Materials, **75**, 757 (2018). DOI: 10.1016/J.OPTMAT.2017.11.040
- [11] Y. Wang, P.D. Townsend. J. Luminescence, **142**, 202 (2013). DOI: 10.1016/j.jlumin.2013.03.052
- [12] Э. Ливер. *Электронная спектроскопия неорганических соединений* (Мир, М., 1987), ч. 2.
- [13] J. Valbis, N. Itoh. Radiat. Eff. Defects Solids, **116**, 171 (1991). DOI: 10.1080/10420159108221357
- [14] A.I. Surdo, V.A. Pustovarov, V.S. Kortov, A.S. Kishka, E.I. Zinin. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip., **543**, 234 (2005). DOI: 10.1016/j.nima.2005.01.189
- [15] I. Tale, T.M. Piters, M. Barboza-Flores, R. Perez-Salas, R. Aceves, M. Springis. Radiat. Prot. Dosim., **65**, 235 (1996). DOI: 10.1093/OXFORDJOURNALS.RPD.A031630
- [16] V.S. Kortov, S.V. Zvonarev, A.I. Medvedev. J. Lumin., **131**, 1904 (2011). DOI: 10.1016/j.jlumin.2011.05.006
- [17] M.S. Akselrod, A.E. Akselrod, S.S. Orlov, S. Sanyal, T.H. Underwood. J. Fluorescence, **13** (6), 503 (2003). DOI: 10.1023/B:JOFL.000008061.71099.55
- [18] S.V. Soloviev, I.I. Milman, A.I. Surdo. Phys. Solid State, **54** (4), 683 (2012). DOI: 10.1134/S1063783412040270
- [19] K.S. Jheeta, B.C. Jain, Ravi Kumar, K.B. Garg. Ind. J. Pure Appl. Phys., **46**, 400 (2008).
- [20] M.F. Zhang, H.L. Zhang, J.C. Han, H.X. Guo, C.H. Xu, G.B. Ying, H.T. Shen, N.N. Song. Physica B, **406** (3), 494 (2011). DOI: 10.1016/j.physb.2010.11.021
- [21] O.V. Rakhovskaya, S.S. Elovikov, E.M. Dubinina, E.S. Shakhurin, A.P. Dementjev. Surf. Sci., **274**, 190 (1992). DOI: 10.1016/0039-6028(92)90113-K
- [22] M.L. Knotek, P.J. Feibelman. Phys. Rev. Lett., **40**, 964 (1978). DOI: 10.1103/PhysRevLett.40.964
- [23] The Stopping and Range of Ions in Matter Software. URL: <http://www.srim.org>