

Оптические и диэлектрические характеристики окисла редкоземельного металла Lu_2O_3

© С.В. Ордин[¶], А.И. Шельх

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 27 августа 2009 г. Принята к печати 8 сентября 2009 г.)

Исследованы характеристики окисла Lu_2O_3 и их изменения, вызванные дефектностью состава. Дефектами являются анионные вакансии, которые возникают при частичном восстановлении окисла. Они проявляют особенности, характерные для квантовых объектов, и существенно влияют на спектр оптического пропускания, характер электропроводности (изолятор–полупроводник) и на порядок величины диэлектрической проницаемости ϵ (11.2 \rightarrow 125). Рассмотрены особенности структуры вакансий в окислах и исследовано их влияние на поляризацию, электропроводность и решеточные колебания. Исследования проводились в диапазонах температур 200–900 К, длин волн 0.03–50 мкм, частот тока 10^2 – 10^5 Гц. Интерес в микроэлектронике к окислам редкоземельных металлов вызван их большей в несколько раз по сравнению с SiO_2 диэлектрической проницаемостью и тем самым перспективностью замены этими окислами SiO_2 .

1. Введение

В технологии микроэлектроники на основе кремния определилось направление по применению материалов с диэлектрической проницаемостью $\epsilon \gtrsim 10$. Этими „high- κ “ материалами [1,2] предполагается заменить SiO_2 , для которого $\epsilon < (4-5)$. Значительное внимание уделяется окислам редкоземельных металлов (РЗМ) [3], в том числе Er_2O_3 [4], Pr_2O_3 [5], Gd_2O_3 [6] и Lu_2O_3 [7–9]. О возможном применении Lu_2O_3 для получения большой плотности записи информации, $1.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^2$, сообщается в работе [10].

Lu_2O_3 — один из представителей группы, которая состоит из 14 сесквиоксидов $(\text{РЗМ})_2\text{O}_3$ с различными атомными номерами катионов $z = 58-71$. Эти окислы могут кристаллизоваться в нескольких политипах. Их свойства, за исключением магнитных, различаются незначительно. Здесь рассматривается политип *C* (пр. гр. $Ia\bar{3}, T_h^7$). Его структура выводится из структуры CaF_2 путем замены Ca и F на РЗМ и O соответственно. При этом кислород заменяет только часть узлов анионов фтора. В результате элементарная ячейка окисла, кроме 16 стехиометрических анионных вакансий, содержит 16 формульных единиц с 48 анионами кислорода и 32 катионами РЗМ. Катионы распределены по узлам решетки двух типов: 8 в узлах с тригональной симметрией C_3 и 24 в узлах с моноклинной симметрией C_2 . По этому различию решетку окисла можно представить как конструкцию из двух почти одинаковых кристаллических структур, которые сильно связаны между собой.

Анализ свойств группы из 14 оксидов показывает: 1) величина постоянной кристаллической решетки a окислов уменьшается с ростом z (лантаноидное сжатие), $\Delta a/\Delta z = -0.07 \text{ \AA}$; 2) концентрация ионов в Lu_2O_3 , которым заканчивается ряд, увеличивается относительно начала ряда в 1.3 раза и достигает величины $7.1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$; 3) окислы являются широкозонными материалами, часть

из них окрашена, что связано с внутриконтинуальными электронными переходами в $4f$ -оболочках катионов таких соединений. В рассматриваемом окисле (оболочка полностью заполнена) такие переходы в области энергий 0.01–5 эВ отсутствуют. Материал прозрачен и характеризуется шириной запрещенной зоны $E_0 = 5.5 \text{ эВ}$ [11,12].

2. Методика эксперимента

Исследовались спектральные зависимости оптического пропускания T_{opt} , коэффициента отражения R и показателя преломления n в области межзонных переходов. Измерения проводились на монохроматоре ДМР-4 и спектрофотометре СФ-16 в интервале длин волн $\lambda = 0.3-1.1 \text{ мкм}$. На дифракционном спектрофотометре ИКС25М и на призменном спектрофотометре UR-20 в интервале $\lambda = 10-50 \text{ мкм}$ был исследован спектр отражения, определяемый колебаниями решетки. Тангенс угла потерь $\text{tg } \delta$, удельная электропроводность σ и электрическая емкость для расчета величины диэлектрической проницаемости ϵ определялись в частотном и температурном интервалах соответственно 10^2-10^5 Гц и 200–850 К. Измерялись монокристаллические образцы как стехиометрического состава, так и с отклонением состава в сторону дефицита кислорода. Кристаллы сесквиоксидов ряда редкоземельных элементов, включая и лютеций, получены в Институте кристаллографии РАН. Методика их получения и оптические свойства в области фундаментального поглощения света описаны в работе [13].

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

3.1. Показатель преломления

В результате измерений, которые проводились на образцах окисла в форме призмы, определена вели-

[¶] E-mail: stas_ordin@mail.ru

чина показателя преломления: $n = (1.95 \pm 0.05)$ при $\lambda = 0.655$ мкм. Близкие значения, $n = (1.88 \pm 0.05)$, получены по данным измерений угла Брюстера Φ ($\text{tg } \Phi = n$). Этот способ в отличие от измерений призматических образцов применим и для непрозрачных диэлектриков. Спектральная зависимость коэффициента преломления в интервале энергий фотонов $E = 0.6\text{--}3.8$ эВ имеет монотонный характер, наблюдается близкое к линейному возрастание со средним наклоном $\Delta n/\Delta E \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}^{-1}$. Изменение наклона этой зависимости от $2 \cdot 10^{-2}$ до $6 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ проявляется при энергии 1.2 эВ. Если исключить аномалии на небольших участках спектра, где происходят $4f$ -электронные переходы, то для всех окислов ряда в видимой части спектра величина показателя преломления, которая определяется электронной поляризуемостью, принимает значение $n \approx 1.9$. Для окислов конца ряда можно ожидать заметного увеличения электронной и ионной поляризуемости. Оно возможно в результате лантаноидного сжатия, которое увеличивает количество поляризующихся атомов в единице объема окисла. Оценка ожидаемого роста величины на основании соотношений Клаузиуса–Моссотти дает значение $n = 3.2$, если начальное значение показателя преломления, например, принять равным 1.9. Компенсация такого влияния на величину электронной поляризуемости в рассматриваемом ряду окислов, вероятно, связана с уменьшением ковалентной и ростом ионной составляющей в химической связи при приближении к концу ряда. При сжатии решетка окислов становится более жесткой. Такой вывод можно сделать при анализе данных работы [14]. В ней показано, что частота колебаний решетки уменьшается меньше, чем следовало ожидать при увеличении массы колеблющихся ионов РЗМ. Вторая возможная причина, которая касается компенсации ионной части поляризуемости, связана с тем, что сжатие решетки уменьшает длину диполей, определяющуюся расстоянием между катионом и анионом. В результате можно ожидать уменьшения величины дипольного момента, который определяет ионную компоненту поляризации материала.

3.2. Коэффициент отражения

Спектры отражения монокристаллических сесквиоксидов в области фундаментального поглощения света в диапазоне 1–40 эВ приведены в работах [13–15]. В этих работах при помощи соотношений Крамерса–Кронига определены оптические функции окислов включая и Lu_2O_3 . Полный спектр отражения окисла Lu_2O_3 в широком диапазоне энергий фотонов $E = 0.03\text{--}40$ эВ, дополненный нашими результатами измерений в инфракрасной (ИК) области, представлен на рис. 1.

В видимой области коэффициент отражения $R = 10\%$. Такое значение коэффициента отражения света от окисла-изолятора соответствует френелевскому значению $n = 1.9$. Спектр Lu_2O_3 в ИК области подобен спектрам других окислов ряда РЗМ. Они подробно

представлены и обсуждены в работах [8,14,16,17]. Здесь мы рассмотрим только особенности, которые проявились в спектрах отражения окисла Lu_2O_3 , содержащего вакансии.

В работе [17] при анализе ИК спектра предлагается рассматривать две его части. Для одной из них, в области волновых чисел $\nu = 200\text{--}300 \text{ см}^{-1}$, считают, что спектр формируется внутренними колебаниями октаэдров $(\text{РЗМ})_2\text{O}_3$; в другой, при волновых числах $< 200 \text{ см}^{-1}$, — колебаниями этих октаэдров и ионов РЗМ. Для этой части ИК спектра нами обнаружены наиболее заметные изменения, вызванные вакансиями. Изменения проявляются в уменьшении на 22% интенсивности большинства пиков решеточного отражения при сохранении их частоты и в полном погашении низкочастотного пика в кристалле с вакансиями (рис. 2).

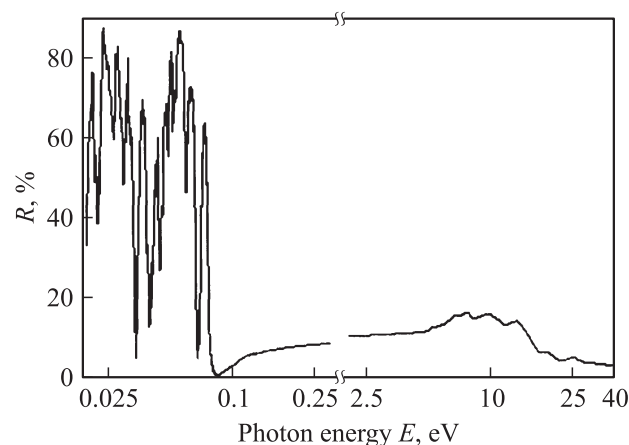


Рис. 1. Спектр зеркального отражения R монокристаллического образца Lu_2O_3 в интервале энергий фотонов 0.03–40 эВ.

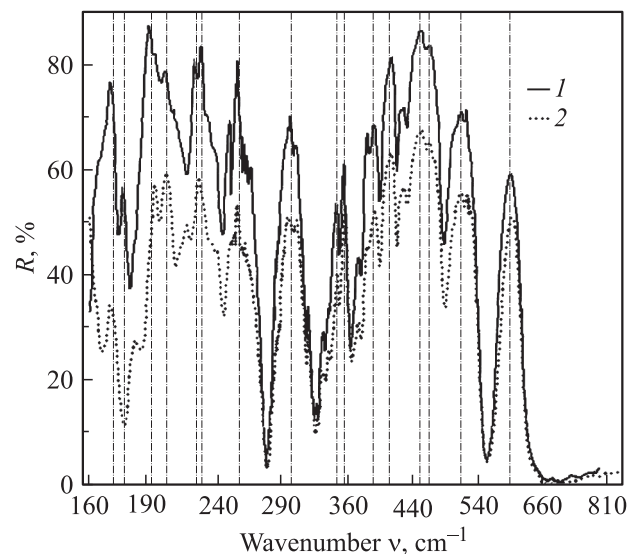


Рис. 2. Спектры решеточного отражения R окисла Lu_2O_3 стехиометрического состава (1) и темноокрашенного окисла с анионными вакансиями (2).

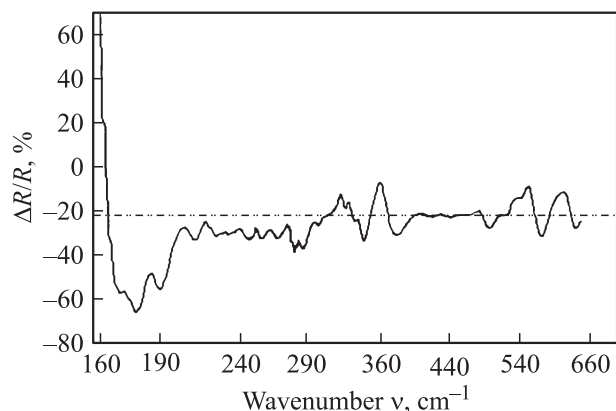


Рис. 3. Проявление анионных вакансий в спектре отражения $\Delta R/R$ окисла Lu_2O_3 .

Прецизионные измерения на различных спектрофотометрах показали, что в спектре решеточного отражения можно выделить два участка: 172–340 и 342–680 cm^{-1} . Их максимумы и минимумы (рис. 2, вертикальные штрихпунктирные линии) можно совместить, если изменить по величине частоты (волновые числа) одного из участков примерно в 2 раза. Этот результат, который описывается аффинным преобразованием частот, можно объяснить эффектом „отталкивания частот“. Проявляется он в сильно связанных колебательных системах с очень близкими собственными резонансными частотами. Подробное его описание применительно к частотам радиотехнического диапазона приведено в работе [18].

Для анализа изменений ΔR в спектрах отражения при изменении концентрации вакансий использована дифференциальная методика измерений. При этом коэффициент отражения R исходного монокристалла принимается за 100%. Такие измерения проведены на образце Lu_2O_3 с вакансиями. Дифференциальный спектр $\Delta R/R$ в ИК области представлен на рис. 3. Он подобен спектрам, характерным для ионных окислов двухвалентных РЗМ, таких как EuO , EuS , EuTe . Эти окислы исследованы в работе [19], где показано, что спектры их решеточного отражения соответствуют одноосцилляторной модели. Проявление такого спектра в Lu_2O_3 после частичного восстановления можно связать с образованием в приповерхностном слое окисла кластеров состава LuO . При этом часть катионов в окисле меняет валентное состояние Lu^{+3} на Lu^{+2} . Насколько нам известно, сведения о возможности такого изменения валентности в химических соединениях лютетия отсутствуют.

Применение методики частичного восстановления окисла и измерение спектра в видимой области показали, что в этом случае изменения отражения, вызванные вакансиями, незначительны. Величина изменения отражения составляет 0, 0,2, 1% для энергий фотонов 2,07, 1,55, 1,13 эВ соответственно. Его максимальное значение можно получить при незначительном, $\sim 7 \cdot 10^{-4}$, изменении величины показателя преломления. Этот резуль-

тат указывает на пренебрежимо малое влияние, которое оказывают анионные вакансии на электронную часть поляризации окисла.

3.3. Оптическое пропускание

Спектры пропускания T_{opt} стехиометрического Lu_2O_3 (прозрачного) и частично восстановленного (окрашенного) приведены на рис. 4. Прозрачность стехиометрического окисла ограничивается в ультрафиолетовой области величиной запрещенной зоны $E_0 = 5.5$ эВ. Окрашенный окисел сильно поглощает свет при некоторой резонансной энергии $E_1 < E_0$. Экстраполяция спектральной зависимости показателя поглощения к нулевому значению дает величину энергии $E_1 = 1.9$ эВ. С повышением температуры энергия E_0 уменьшается с коэффициентом $-1.2 \cdot 10^{-3}$ эВ/К. Изменения E_1 с температурой примерно в 3 раза меньше, что указывает на разные физические причины возникновения E_0 и E_1 .

Основные методики частичного восстановления окислов РЗМ и достижения как одного из следствий изменения их цвета подробно описаны в работе [20]. В результате восстановления получают окислы черного цвета. Различие оптических характеристик удастся установить только по цвету и только при рассмотрении суспензии таких окислов в масле. Пикнометрическими и гравиметрическими измерениями показано, что при частичном восстановлении создаются анионные вакансии атомных размеров с концентрацией $\sim 6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Исследованный нами кристалл имеет темно-красную окраску в проходящем свете, и концентрация вакансий, вероятно, несколько меньше. Вакансии являются потенциальными ямами для электронов. Анализ решений уравнения Шредингера для таких задач приводит к выводу о существовании в ямах дискретных уровней с энергиями $W_k \propto a^{-z}$. Так как $a = F(z)$, то это обстоятельство используется в работе [20] при качественной трактовке различия цвета окислов с различными постоянными

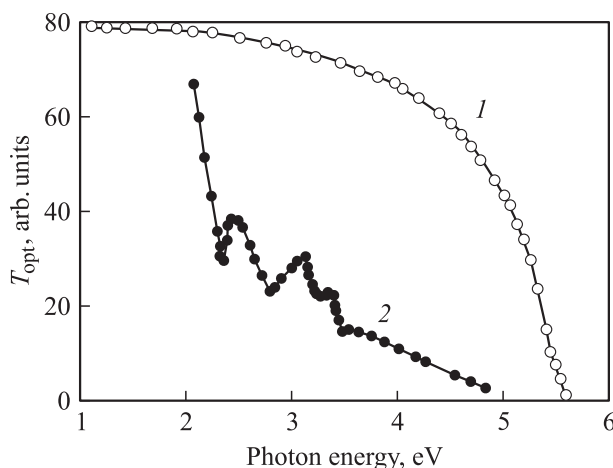


Рис. 4. Спектры оптического пропускания T_{opt} окислов Lu_2O_3 : 1 — прозрачный, стехиометрический; 2 — окрашенный, с анионными вакансиями.

решетки. Аналогичные объяснения можно применить и к трактовке появления дискретности в спектре поглощения частично восстановленного Lu_2O_3 , показанном на рис. 4. Решения уравнений при определенном подборе характеристик потенциальной ямы (глубины и формы) определяют количество уровней W_k (k — натуральные числа) и расстояние между ними. Подбором характеристик мы пытались в одномерном случае получить такой ряд энергий, который был бы близок к наблюдаемым энергиям 2.32, 2.85, 3.18 и, возможно, 3.6 эВ (рис. 4). Совпадение удается получить только для одного из наблюдаемых уровней. Аналогичный результат получен и в результате количественной оценки различия цветов двух окислов — лютеция и гадолиния, с различными размерами потенциальных ям.

Простая модель вакансии позволяет дать наглядную трактовку изменений оптических свойств окислов. Проведение на ее основе количественной оценки кажется проблематичным.

Полученные результаты указывают на квантовую природу анионных вакансий. Совокупность квантовых дефектов проявляется микроскопически в виде дискретного спектра поглощения света таким окислом (рис. 4).

Модель вакансии, предложенная для качественных оценок, вероятно, должна быть более сложной и требует дальнейших доработок. Прежде всего необходимо установить степень заполнения потенциальной ямы электронами, т.е. определить ее зарядность. Модель при этом приближается по строению к модели атома. При двукратном заряде, например, она сводится к модели атома гелия с тем отличием, что электроны находятся в центре вакансии, а положительные по знаку ионы окружают этот центр. При дальнейшем уточнении рассматривается возможность локальной поляризации окружения и смещение его массы относительно центра вакансии. В результате приходят к модели полярона. Вторая задача возникает при интерпретации значительного влияния на оптический спектр и диэлектрические свойства окисла создаваемых в нем анионных вакансий. Такое влияние характерно для примесной проводимости. Проявляется оно в изменениях свойств кристалла после его легирования. При этом в кристалл внедряются элементы, которые в нем не содержатся. Это могут быть атомы с другой валентностью, с иным расположением в кристаллической решетке, вакансии и другие дефекты. В данном случае проблема в том, что в исходном окисле существуют стехиометрические анионные вакансии. Их концентрация на несколько порядков больше той, которая создается при частичном восстановлении. На этом фоне новые вакансии проявляются как примесь и существенно меняют свойства кристалла.

3.4. Диэлектрические и электрические характеристики

Для частот 10^2 – 10^5 Гц, т.е. значительно меньших, чем частоты ИК диапазона, в процессе взаимодействия

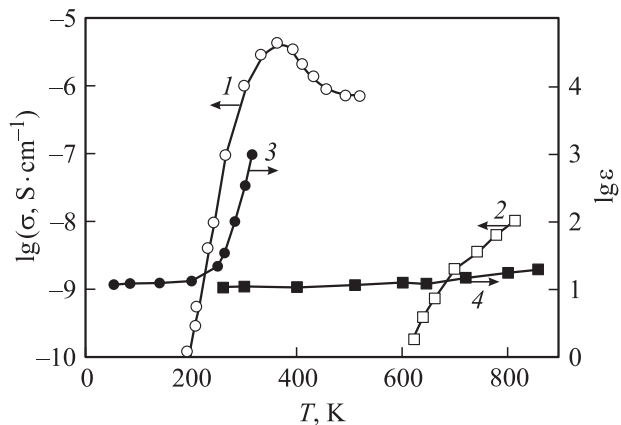


Рис. 5. Температурные зависимости удельной электропроводности σ (1, 2) и диэлектрической проницаемости ε (3, 4) окислов Lu_2O_3 : 1, 3 — с анионными вакансиями; 2, 4 — стехиометрический состав.

электромагнитного поля с веществом возможно проявление более инерционных процессов. В исходном окисле, как показывает опыт, они незначительны. Величина диэлектрической проницаемости не зависит от частоты и в малой степени меняется с ростом температуры: температурный коэффициент $7.5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ в интервале 300–800 К. Диэлектрические потери при комнатных температурах также незначительны. При повышении температуры до 450–800 К они возрастают до значений $\text{tg } \delta = 10^{-2}$ –1 соответственно. Lu_2O_3 является изолятором, заметная проводимость $10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ появляется только при температурах 600 К и выше. Температурная зависимость определяется примесной проводимостью $\sigma \propto \exp(-E_a/2kT)$ с энергией активации $E_a = 2 \text{ эВ}$ (T — температура, k — постоянная Больцмана).

Частично восстановленный окисел имеет существенно иные характеристики. Например, диэлектрическая проницаемость возрастает до величины $\varepsilon = 117$ при исходном значении $\varepsilon = 14.8$ (10^3 Гц, 300 К). В интервале частот 10^2 – 10^5 Гц ее величина зависит от частоты как $\varepsilon \propto 1/\omega^{1/2}$. Возрастает величина электропроводности до значений, типичных для полупроводников. Она достигает насыщения по величине при $T = 370 \text{ К}$ (рис. 5), что характерно для примесной проводимости. Энергия активации проводимости $E_a = 1.2 \text{ эВ}$. Изменяется также вид частотной зависимости диэлектрических потерь, они представлены на рис. 6. Для сравнения показана зависимость, которая определяется формулой Дебая, справедливой для независимых диполей: $\text{tg } \delta = A\omega\tau/[1 + (\omega\tau)^2]$. Величина времени релаксации τ выбрана равной $1.6 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. Между аналитической и экспериментальной зависимостями наибольшее расхождение наблюдается в области низких частот, $(1-3) \cdot 10^2$ Гц, в которой более заметен вклад в диэлектрические потери от омической проводимости. Максимум приведенной

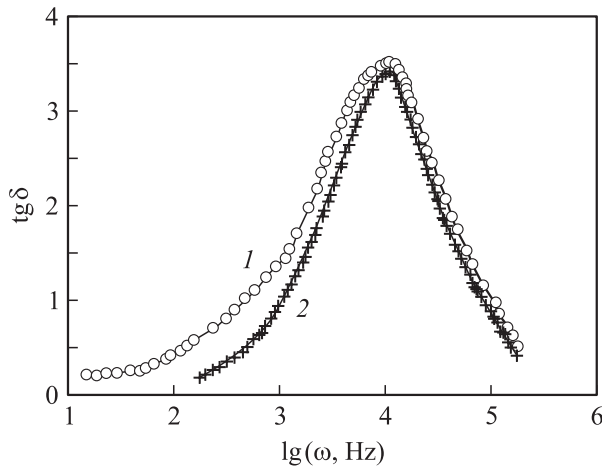


Рис. 6. Частотные зависимости диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ окисла Lu_2O_3 с анионными вакансиями: 1 — эксперимент, 2 — теоретический расчет по формуле Дебая.

зависимости с ростом температуры сдвигается в сторону более высоких значений частоты.

Анализ возможной связи между диэлектрическими характеристиками и структурой вакансий можно найти в работе [21]. Здесь эта связь не рассматривается.

На рис. 5 приведена температурная зависимость электропроводности. Как показывают измерения, подобная температурная зависимость с экстремумами характерна и для диэлектрических потерь, что указывает на существенную связь омической проводимости и диэлектрических свойств в окисле с вакансиями.

На основании данных о температурной зависимости электропроводности можно сделать ряд выводов о природе и кинетике электропроводности в восстановленном окисле.

1) Насыщение в температурной зависимости величины проводимости, которое далее приводит к появлению максимума, характерно для примесной проводимости.

2) Уменьшение величины проводимости после максимума при дальнейшем росте температуры указывает на то, что подвижность носителей тока при этом убывает.

3) Величина проводимости в результате появления вакансий значительно возрастает. Этот рост вызван увеличением концентрации носителей тока и должен коррелировать с концентрацией вакансий. В максимуме проводимости концентрация носителей тока максимальна.

Сопоставление данных о концентрации вакансий и величине проводимости в максимуме позволяют оценить величину дрейфовой подвижности μ в окисле при температуре $T = 600 \text{ K}$ для носителей тока — дырок. Знак носителей определен в результате измерений термоэдс при высоких температурах. Для величины дрейфовой подвижности в окисле получаем оценку $\mu < 1 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Эта величина типична для таких окислов, как NiO , CoO , TiO_2 и др., которые составляют группу полупроводников с малой величиной подвижности [22,23].

Специфика такой подвижности трактуется в ряде работ в рамках теории поляронов. Для проверки ее основных выводов о малой величине дрейфовой подвижности и специфической температурной зависимости необходимы экспериментальные данные. Для твердых тел такие сведения единичны, а относительно вида температурной зависимости подвижности противоречивы. На данном этапе решение этой проблемы требует как развития теории, так и накопления экспериментальных данных. В связи с этим полученные сведения о проводимости в Lu_2O_3 представляют определенный интерес. Подробная сводка данных, возможно единственная, о величине и температурной зависимости подвижности (холловской и дрейфовой для электронов и дырок) приведена в работе [24] для окисла TiO_2 .

4. Заключение

Определены оптические, диэлектрические и электрические характеристики Lu_2O_3 и их изменения, которые связаны с дефектностью состава окисла.

Установлено, что дефектность вызвана анионными вакансиями с характерными квантовыми свойствами. Они приводят к дискретности в оптическом спектре поглощения окисла. Такое действие вакансии возможно при условии, что с ней связан определенный заряд. Если учитывать способность заряда создавать локальную поляризацию и смещение окружающих его ионов, то это приводит к поляронной модели вакансии. Применительно к электропроводности модель предсказывает малую величину дрейфовой подвижности носителей тока и ее специфическую температурную зависимость. Оценка показывает, что величина дрейфовой подвижности в частично восстановленном Lu_2O_3 меньше $1 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Проводимость определяется дырками, и их подвижность убывает с ростом температуры. Эти экспериментальные данные частично заполняют пробел в единичных и противоречивых сведениях о кинетике проводимости в материалах с малой величиной подвижности носителей тока.

Предполагается, что анионная вакансия как полярон обладает значительным дипольным моментом, а определяющими при этом являются размерный фактор поляронных вакансий или их ассоциаций. В результате действия вакансий величина диэлектрической проницаемости частично восстановленного окисла увеличивается от 11.2 до 125 (300 K , 10^3 Гц). С уменьшением температуры влияние вакансий на диэлектрическую проницаемость уменьшается и при 200 K практически отсутствует. Возможность таких значительных изменений необходимо учитывать в технологии производства и использования рассматриваемого окисла, который входит в специфическую группу „high- κ “ материалов.

В приповерхностном слое частично восстановленного Lu_2O_3 появляются кластеры, в которых изменена основная валентность катиона. Насколько нам известно,

о возможности элемента лютеция находиться в таком состоянии ранее не сообщалось.

Список литературы

- [1] Д.И. Чернобровкин, Ю.Г. Сахаров. *Электроника*, **2** (1), 82 (1973).
- [2] G.D. Wilk, R.M. Wallace, J.M. Antony. *J. Appl. Phys.*, **89** (10), 5243 (2001).
- [3] H.J. Osten, A. Laha, M. Czernohorsky, E. Bugiel, R. Dargis, A. Fisse. *Phys. Status Solidi A*, **295** (4), 695 (2008).
- [4] C.H. Liu, T.M. Pan, W.H. Shu, K.C. Huang. *Electrochem. Solid-State Lett.*, **10** (8), G54 (2007).
- [5] Chia-Wen Chang, Chia-Kang Dang, J.S. Huang, H.R. Chang, T.F. Lei. *Electrochem. Solid-State Lett.*, **10** (8), J143 (2007).
- [6] S. Duenas, H. Caston, H. Carcia, A. Gamez, L. Bailon, K. Kukli, T. Hatanpa, J. Lu, M. Ritalola, M. Leskola. *J. Electrochem. Soc.*, **154** (10), G207 (2007).
- [7] G. Scarel, E. Bonera, C. Wiemer, G. Tallarida, S. Spiga, M. Fanciulli, I.L. Fedushkin, H. Schumann, Yu. Lebedinskii, F. Zenkevich. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (4), 630 (2004).
- [8] E. Bonera, G. Scarel, M. Fanciulli, P. Delugas, V. Fiorentini. *Phys. Rev. Lett.*, **94** (4), 027 602 (2005).
- [9] P. Darmawan, P.S. Lee, Y. Setiawan, J.C. Lai, P. Yang. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **25** (4), 1203 (2007).
- [10] C.L. Yuan, P. Darmawan, Y. Setiawan, P.S. Lee. *Electrochem. Solid-State Lett.*, **99** (6), F53 (2006).
- [11] А.И. Шельх, А.В. Прокофьев, Б.Т. Мелех. *ФТТ*, **38** (2), 427 (1966).
- [12] A.V. Prokofiev, A.I. Shelykh, B.T. Melekh. *J. Alloys Comp.*, **242**, 41 (1966).
- [13] X.C. Багдасаров, В.П. Жузе, М.Г. Карин, К.К. Сидорин. А.И. Шельх. *ФТТ*, **26** (4), 1134 (1984).
- [14] D. Bloor, J.R. Dean. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, **5** (11), 1237 (1972).
- [15] В.П. Жузе, А.И. Шельх. *ФТП*, **23** (3), 393 (1989).
- [16] Г.П. Скорняков, В.Л. Константинов. В сб.: *Физика и химия РЗ-полупроводников*, под ред. Г.П. Скорнякова, А.А. Самохвалова (Свердловск, УНЦ АН СССР, 1977).
- [17] G. Schaak, J.A. Koningstein. *J. Opt. Soc. Amer.*, **60** (8), 1110 (1970).
- [18] R.F. Gamarra, M. Josebachuilli, P. Zurita, S. Gie. *Amer. J. Phys.*, **75** (12), 1073 (2007).
- [19] J.D. Axe. *J. Phys. Chem. Sol.*, **30** (6), 1403 (1969).
- [20] A.E. Miller, A.H. Daane. *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **27** (9), 1955 (1965).
- [21] А. Лидьярд. *Ионная проводимость кристаллов*, под ред. В.А. Чуенкова (М., ИЛ, 1962). [A. Lidiard. *Handbuch der Physik*, ed. by S. Flugge (Springer-Verlag, Berlin, 1957) Bd XX, Tl 11].
- [22] H.J. van Daal, A.J. Bosman. *Phys. Rev.*, **158** (3), 736 (1967).
- [23] A.J. Bosman, H.J. van Daal. *Adv. Phys.*, **19** (77), 1 (1970).
- [24] T. Bak, M.K. Novotny, L.R. Sheppard, J. Navotny. *J. Phys. Chem. C*, **112** (33), 12 981 (2008).

Редактор Л.В. Шаронова

Optical and dielectric properties of rare-earth oxide Lu_2O_3

S.V. Ordin, A.I. Shelykh

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Characteristics of the rare-earth oxide Lu_2O_3 and their changes have been researched. The changes are caused by the defective structure of the oxide composition. The defects are anionic vacancies appearing in consequence of partial reduction of the oxide. They considerably influence the optical and dielectric characteristics of the oxide. The research has been performed at the temperature range 200–900 K, light wavelengths 0.03–50 μm and current frequencies 10^2 – 10^5 Hz.