

ЗАВИСИМОСТЬ МЕХАНИЗМА ПРОВОДИМОСТИ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА ОТ СТЕПЕНИ ЛЕГИРОВАНИЯ ЛИТИЕМ

Н.Р. Агамалян¹, О.Л. Айвазян¹, Т.А. Вартамян², Е.А. Кафадарян¹,
Г.Г. Мнацаканян¹, Р.К. Овсепян^{1*}, А.Р. Погосян¹

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Национальный исследовательский университет информационных технологий,
механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: ruben.hovsepyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 5 мая 2023 г.)

Исследовано влияние легирования литием на диэлектрические характеристики и механизм проводимости пленок оксида цинка, полученных методом вакуумного электронно-лучевого напыления. Обнаружена сильная дисперсия констант диэлектрической проницаемости при низких частотах, связанная с межфазной поляризацией на границах зерен. Показано, что частотные зависимости проводимости хорошо описываются теорией Мотта. Установлено, что механизм проводимости на переменном токе с ростом концентрации лития претерпевает качественные изменения: прыжковая проводимость сменяется коррелированными прыжками через барьер и, наконец, туннелированием поляронов малого радиуса. Характеристики полученных пленок свидетельствуют о возможности использовать их для создания емкостного элемента памяти, а также в качестве канала полевого транзистора.

1. Введение

В настоящее время основой для построения одно-транзисторных емкостных элементов памяти служат МОП-структуры с транзистором на основе монокристаллического кремния. Широкое применение таких элементов памяти, основными элементами которых являются конденсатор и полевой транзистор, стимулирует поиски наиболее подходящих для них материалов. Представляется перспективным использование в этом качестве полупроводников A_2B_6 , в частности оксида цинка (ZnO), так как их диэлектрическими и электрическими свойствами можно управлять в широких пределах введением донорной или акцепторной примеси [1].

Пленки оксида цинка, относящиеся к широкозонным полупроводникам, находят широкое применение в оптоэлектронике в качестве светодиодов, работающих в сине-зеленом диапазоне, в прозрачных дисплеях, УФ фотодетекторах и газовых сенсорах [2, 3]. Примесь Ga или кислородные вакансии действуют как

донор, увеличивая проводимость без ухудшения оптической прозрачности, в то время как примесь лития увеличивает удельное сопротивление. Необходимо отметить преимущества оксида цинка по сравнению с другими материалами: низкую стоимость, экологическую чистоту производства, возможность использования традиционного технологического оборудования для получения многоэлементных интегральных схем. Оксид цинка – компенсированный полупроводник *n*-типа с шириной запрещенной зоны 3.3 эВ и с энергией связи экситона ~60 мэВ [4]. Представляет интерес возможность получения пленок с низкими диэлектрическими потерями, что позволит создать варикапы нового поколения, а также локально управлять подвижностью носителей заряда в широком диапазоне [4, 5].

Электронные свойства большинства оксидов могут быть исследованы путем измерения их проводимости на переменном и постоянном токе (σ_{ac} и σ_{dc}). Два типа проводимости связаны друг с другом эмпирическим отношением Мотта [6, 7]: $\sigma(\omega, T) = \sigma_{dc} + \sigma_{ac}$, где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота переменного электрического поля. Частотная зависимость проводимости на переменном токе обычно анализируется с учетом степенного закона $\sigma_{ac} = A\omega^s$. Согласно [8, 9], значение *s* служит индикатором механизма доминирующей проводимости переменного тока в полупроводниках. Существуют различные модели для объяснения зависимости показателя степени *s* от температуры и частоты. Первая модель – квантово-механическое туннелирование носителей заряда, поляронов (QMT – quantum mechanical tunneling). В этой модели параметр *s* зависит частоты, но не зависит от температуры. Вторая модель – туннелирование малых поляронов (SPT – small polarons tunneling); модель предполагает увеличение параметра *s* с повышением температуры. Третья модель предполагает высокую корреляцию прыжков поляронов через барьер (CBH – correlated barrier hopping); параметр *s* зависит от частоты и температуры. Четвертая модель – туннелирование большого полярона по перекрывающимся волновым функциям (OLPT – overlapping large polaron tunneling). В модели QMT показатель *s* практически равен 0.8 и немного увеличивается с температурой. В модели SPT *s* увеличивается с повышением температуры. В модели CBH, которая описывает прыжки носителей заряда между локализованными состояниями над потенциальным барьером, разделяющим локализованные состояния, *s* уменьшается с повышением температуры. В модели OLPT показатель степени зависит как от частоты, так и от температуры и падает с повышением температуры до минимального значения, а затем увеличивается при повышении температуры. Более детально прыжковая модель поляронной проводимости описана в работе [10].

В модели квантового туннелирования (QMT) параметр *s* зависит от частоты приложенного электрического поля, но не зависит от температуры. В модели CBH параметр *s* равен:

$$s(\omega) = 1 - \frac{6k_B T}{W_m + k_B T \ln(\omega \tau_0)}, \quad (1)$$

где W_m – высота барьера, k_B – постоянная Больцмана [11], $\tau_0 \approx 10^{-13}$ сек – характерное время релаксации локализованного состояния.

Диэлектрические свойства пленок ZnO, а также механизм транспорта носителей в диэлектрических пленках ZnO мало изучены, в частности, пленок с малой проводимостью, легированных акцепторной примесью. Целью настоящей работы является изучение диэлектрических свойств легированных пленок ZnO и механизма транспорта носителей заряда. Полученные результаты могут быть использованы для создания одно-транзисторного и одно-конденсаторного динамического запоминающего элемента (1T1C DRAM), в котором плёнка оксида цинка выполняет функции диэлектрика конденсатора и канала полевого транзистора, а также для энергонезависимых ЗУ на основе транзисторов с нано-плавающим затвором (NFGM), использующим металлические наночастицы, покрытые изолирующим слоем.

2. Эксперимент

Для создания образцов применялась методика вакуумного электронно-лучевого напыления. В качестве подложки использовались пластины из монокристаллического сапфира с ориентацией [0001] размером 20×30 мм². Пленки были изготовлены в одинаковых условиях: энергия электронов была ~6 кэВ, температура подложки поддерживалась при 250±1°С и скорость роста составляла 1.45 нм/сек [12]. Мишени для напыления изготавливались методом твердофазного синтеза. Кристалличность и ориентация пленок оценивались методом рентгеновской дифракции с помощью дифрактометра ДРОН-3 с использованием излучения CuK α ($\lambda = 0.1542$ нм). Анализ дифрактограмм показал ориентацию полученных пленок вдоль кристаллографической оси (0002), $2\theta_{\text{ZnO}} = 34.26^\circ$, перпендикулярной плоскости подложки. Используемый метод получения пленок приводит к дефициту кислорода, поэтому требуется дополнительный отжиг пленок на воздухе для насыщения пленок кислородом. Такой отжиг приводит к уменьшению кислородных вакансий и, как следствие, к уменьшению донорных центров [13, 14]. В результате были получены пленки оксида цинка, содержащие как донорные, так и акцепторные центры. Для исключения фотохимических процессов диффузии кислорода из воздуха в пленку на поверхность пленки наносился защитный слой фторида магния (MgF₂). Алюминиевые электроды и пленки MgF₂ были получены методом вакуумного термического напыления.

Электрические свойства пленок исследовались в широком диапазоне частот (0.1–10⁷ Гц) и температур (10–70°С). Измерения проводились с использованием изолятора радиопомех. Измерения диэлектрических параметров проведены на двух типах структур – планарной и сэндвич-структуре. В качестве омических контактов использовался металлический алюминий. Синусоидальный сигнал с $U_0 = 1\text{--}100$ В и фиксированной частотой подавался на алюминиевые электроды; измерялась амплитуда напряжения U_0 на образце и амплитуда I_0 и фаза тока через образец. Измерения проводились с использованием цифрового синхронно-фазового усилителя. Для измерения емкости и тангенса угла потерь сэндвич-структуры использовались мостовые измерители на частоте 1 кГц. Сэндвич-структура удобна при измерении диэлектрических параметров, так как ёмкость структуры высокая. Основным преимуществом планарного образца является то, что на измерение объемного сопротивления мало влияют контактные явления, которые

можно исключить, используя четырехзондовый метод. Контактные эффекты являются основной проблемой при измерении проводимости в сэндвич-геометрии, их можно частично учесть, используя образцы различной толщины.

Для анализа частотной зависимости импеданса мы использовали модель эквивалентной схемы, состоящей из двух параллельных RC элементов. На основе проведенных измерений с использованием схемы параллельного замещения пассивного двухполюсника рассчитывались проводимость и диэлектрическая проницаемость. Действительная (ϵ_r') и мнимая (ϵ_r'') части диэлектрической проницаемости для сэндвич-геометрии рассчитывались по формулам: $\epsilon_r' = C_p d / S \epsilon_0$ и $\epsilon_r'' = \epsilon_r' \tan(\delta)$, где C_p – емкость образца, d – толщина диэлектрика, S – площадь поверхности верхнего электрода, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная и $\tan(\delta)$ – тангенс угла потерь.

Для исследования механизма диэлектрической релаксации диэлектрических плёнок ZnO:Li на основе экспериментальных измерений были построены зависимости действительной (ϵ_r') и мнимой (ϵ_r'') частей диэлектрической проницаемости. Механизм диэлектрической релаксации можно получить из пика диэлектрических потерь (ϵ_r''). В случае отсутствия четко определенного пика $\epsilon_r''(\omega)$, нами использовалось представление комплексного диэлектрического модуля $M^*(\omega) = 1/\epsilon^*(\omega) = M' + iM''$, где $M' = \epsilon_r' / (\epsilon_r'^2 + \epsilon_r''^2)$ и $M'' = \epsilon_r'' / (\epsilon_r'^2 + \epsilon_r''^2)$ – действительная и мнимая части диэлектрического модуля. Эти параметры определены по аналогии с работами [15, 16]. Преимущество использования диэлектрического модуля состоит в том, что изменения в больших пределах диэлектрической проницаемости и удельной проводимости при низких частотах минимизированы. Таким образом, трудности определения влияния емкости Шоттки-барьера (алюминиевый электрод–пленка ZnO) на мнимую часть диэлектрической проницаемости могут быть решены.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1a,b показано изменение мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ'' от частоты в диапазоне 0.1 Гц – 7 МГц ($0.628 - 44 \times 10^6 \text{ сек}^{-1}$) при различных температурах для нелегированных пленок ZnO и легированных акцепторной примесью лития (ZnO:Li), соответственно рис. 1a и рис. 1b. Для обеих пленок значения ϵ'' уменьшаются с увеличением частоты, однако для пленок без примеси наблюдаются локальные пики в высокочастотной области; с увеличением температуры положение пиков ϵ'' смещается. Наличие нескольких локальных максимумов обусловлено существованием нескольких механизмов релаксации, происходящих с различными скоростями. При повышении температуры скорости релаксации возрастают. Значительная дисперсия наблюдается в низкочастотных областях, которая значительно усиливается с повышением температуры и смещается в высокочастотную область. Такое поведение может быть вызвано многими факторами, в частности поведением локализованного полярона в потенциальной яме в модели СВН. На рис. 1c,d приведены зависимости от температуры действительной части диэлектрической проницаемости $\epsilon'(T)$ при различных частотах для нелегированной пленки ZnO (рис. 1c) и для пленки ZnO:Li (рис. 1d).

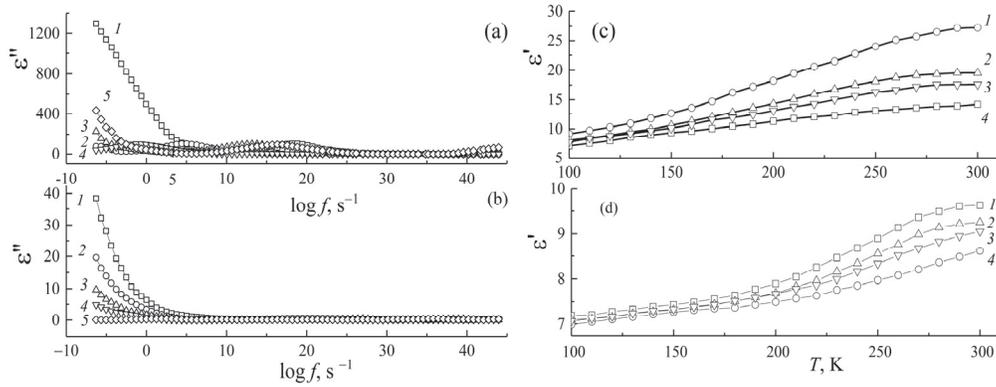


Рис.1. Зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости от частоты при различных температурах: 1 – 70°C; 2 – 60°C; 3 – 40°C; 4 – 20°C; 5 – 0°C. (а) Нелегированная пленка ZnO и (б) легированная пленка ZnO:Li. Зависимость действительной части диэлектрической проницаемости $\epsilon'(T)$ от температуры при различных частотах: 1 – 1 kHz; 2 – 50 kHz; 3 – 500 kHz; 4 – 1MHz. (с) Нелегированная пленка ZnO и (д) легированная пленка ZnO:Li.

На более высоких частотах наблюдается дипольная поляризация. Как известно, пленки ZnO:Li являются сегнетоэлектриками, и их можно рассматривать как полярный полупроводник. В зависимости от ориентации электрического поля параллельно или антипараллельно вектору спонтанной поляризации электрическое поле может приводить к сегнетоэлектрическому гистерезису и частичному переключению поляризации на высоких частотах. Дисперсия на низких частотах может быть связана также с межфазной поляризацией на границах зерен (эффект Максвелла–Вагнера). Смещение максимума связано с микроструктурой пленки, высокая проводимость на низких частотах обусловлена сильной релаксацией эффекта Максвелла–Вагнера [17–19].

Чтобы преодолеть трудности в изучении межфазной поляризации, мы использовали для описания экспериментальных данных параметр электрического модуля, применяемый для исследования электрической релаксации. На рис.2 показана частотная зависимость мнимой части M'' комплексного электрического модуля от частоты при различных температурах для нелегированной пленки ZnO (рис.2а) и для легированной пленки ZnO:Li (рис.2б). Наблюдаемую частотную зависимость модуля можно объяснить эффектом Максвелла–Вагнера. Поэтому полученные экспериментальные зависимости были аппроксимированы функцией Кольрауша–Вильямса–Ваттса (KWW) [15, 16]:

$$M'' = \frac{M''_{\max}}{\left((1-\beta) + \frac{\beta}{1+\beta} \right) \times \left(\frac{\omega_{\max}}{\omega} + \left(\frac{\omega}{\omega_{\max}} \right)^\beta \right)}, \quad (2)$$

где β – коэффициент отклонения от экспоненциальной формы (β положительно в диапазоне 0–1 [19]), что отражает важность связи между подвижными ионами в процессе проводимости.

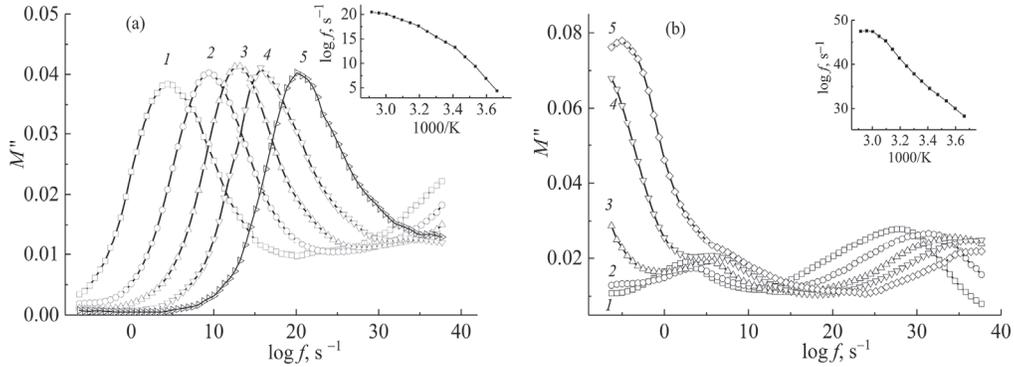


Рис.2. Зависимости мнимой части электрического модуля M'' от частоты переменного тока при различных температурах: 1 – 0°C; 2 – 10°C; 3 – 20°C; 4 – 40°C; 5 – 60°C. (а) Нелегированная пленка ZnO и (б) легированная пленка ZnO:Li. На вставках показана температурная зависимость максимума электрического модуля M'' .

На основе аппроксимаций были определены максимальные значения мнимой части комплексного электрического модуля $M''_{\max}(T)$ и максимальная частота $\omega_{\max}(T) = (\tau(T))^{-1}$ в диапазоне 0–60°C. Локальные максимумы этих параметров наблюдаются для многих широкозонных полупроводников, подъем температуры сопровождается перемещением максимума в область высоких частот. Это смещение подразумевает увеличение времени релаксации, которое обычно приписывают к гетерогенной микроструктуре широкозонного полупроводника.

Вещественная часть комплексного электрического модуля (M') уменьшается с ростом температуры в результате увеличения вещественной части диэлектрической проницаемости. Аналогичное поведение наблюдалось и в других композитных материалах с донорными примесями [14, 20]. При температурах выше 0°C наблюдается увеличение комплексного электрического модуля во всем частотном диапазоне. Этот переход подразумевает релаксационный процесс и должен сопровождаться максимумом потерь на зависимостях мнимой части электрического модуля (M'') от частоты, что мы и наблюдаем на рис.2. Релаксационные пики сдвигаются к более высоким частотам с повышением температуры. В то же время максимум имеет тенденцию к уменьшению с уменьшением концентрации акцепторной примеси лития. Это поведение подразумевает межфазную поляризацию, что согласуется с теорией [15, 16] и предыдущими экспериментальными результатами в подобных системах. Смещение максимумов в сторону высоких частот с уменьшением концентрации акцепторной примеси связано с увеличением проводимости.

Для определения энергии активации были построены зависимости $\log(\omega_{\max})$ от $(1/T_k)$. Экспериментальные зависимости аппроксимировались выражением (см. вставки на рис.2):

$$\omega_{\max} = \omega_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right), \quad (3)$$

где E_a – энергия активации прыжка. Установлено, что для нелегированного образца ZnO энергия активации составляет 600 мэВ, а для легированных пленок ZnO:Li энергия активации находится в диапазоне 700–850 мэВ в зависимости от концентрации акцепторной примеси лития. Эти значения далеки от энергий глубоких ловушек электронов, но они выше, чем энергия кулоновских центров захвата U . В полупроводниках Мотт и Стрит [7] использовали идею Андерсона [17] о локализации пары носителей заряда в разупорядоченных структурах, и мы предложили модель точечных дефектов с отрицательной корреляционной энергией – модель U^{2-} центров. Особенности локализации носителей на дефектах с отрицательной корреляционной энергией обуславливают их необычные генерационно-рекомбинационные свойства: отдавать и захватывать носители парами.

В соответствии с работами [18–22] эта релаксация обусловлена полярной моделью Максвелла–Вагнера. Возможно, наличие межфазных барьеров Шоттки высотой 600–800 мэВ обусловлено высокой концентрацией U^{2-} центров, которые энергетически расположены ниже зоны проводимости. На промежуточной частоте энергия активации незначительно уменьшается независимо от степени легирования акцепторной примесью и зависит от концентрации кислородных дефектов. Энергия активации на промежуточной частоте обусловлена комплексом вакансия междуузельного атома кислорода и цинка; этот кислород имеет два стабильных состояния $O_i(0)$ нейтральное или $O_i(1+)$ положительно заряженное. Значение 400–200 мэВ связано с состояниями электронных ловушек кислорода и прыжками поляронов в пределах зерна. Похожие результаты были получены в работах [21, 22]. Что касается пика, наблюдаемого в высокочастотном диапазоне, то мы получили энергию активации 450 мэВ и 200 мэВ для нелегированного ZnO и ZnO:Li, соответственно. Эти величины обусловлены междуузельными атомами цинка Zn_i [20]. Наконец, для ZnO:Li значение энергии 200 мэВ присваивается положительно заряженным кислородным промежуточным состояниям (O_i^{1+}). Подобное поведение наблюдалось в работах [21, 22].

На рис.3 приведена зависимость проводимости от циклической частоты переменного электрического поля для пленок ZnO и для ZnO:Li с различными концентрациями примеси. Проводимость пленок ZnO практически не зависит от частоты. Поэтому эти зависимости были аппроксимированы формулой Друде $\sigma_{ac}(\omega, T) = \sigma_{dc}(T) / (1 + (\omega\tau)^2)$, где τ – время релаксации носителей и σ_{dc} – проводимость на постоянном токе. Спад проводимости наблюдается в области высоких частот $(1–10) \times 10^{10}$ Гц, так как время релаксации носителей τ в этих пленках $\sim 1.6 \times 10^{-10}$ сек. Механизм проводимости этих пленок – дрейфовый, по делокализованным состояниям в зоне проводимости. Для пленок ZnO:Li зависимости были аппроксимированы выражением $\sigma_{ac}(\omega, T) = \sigma_{dc}(T) + A(T)\omega^s$ по закону Мотта, где A – параметр, зависящий от температуры, и s – постоянная ($0.5 < s < 1.2$).

Проводимость на постоянном токе σ_{dc} , возникающая из-за дрейфа носителей, увеличивается с увеличением температуры ($d\sigma_{dc}/dT > 0$, $0^\circ\text{C} < T < 70^\circ\text{C}$). Это означает, что пленки являются невырожденными полупроводниками, а концентрация носителей n в зоне проводимости зависит от температуры и проводимость описывается формулой $\sigma_{dc} = \sigma_0 \exp(-E_a/k_B T)$.

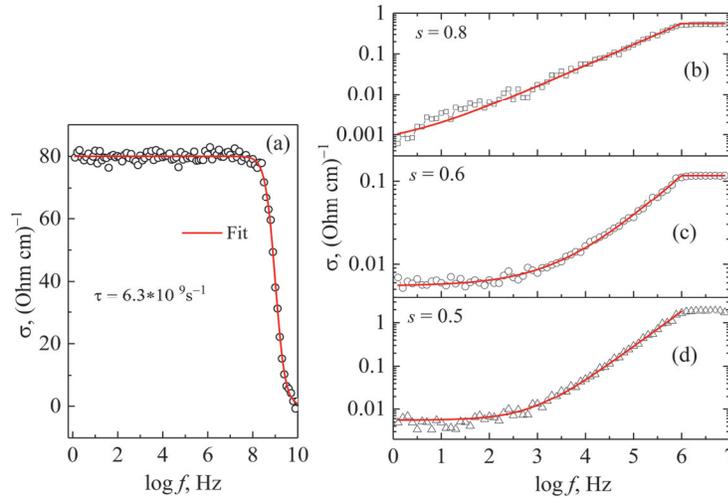


Рис.3. Зависимость проводимости от частоты для (а) нелегированных пленок ZnO (зависимость аппроксимирована согласно модели Друде; $\tau = 6.3 \times 10^9$ сек) и легированных пленок ZnO:Li с концентрациями лития (b) 0.2%, (c) 0.5%, (d) 0.8% (зависимости аппроксимированы согласно модели Мотта: (b) $s = 0.5$, $\sigma_{ds} = 0.001$ (Ohm cm) $^{-1}$; (c) $s = 0.6$; $\sigma_{ds} = 0.0056$ (Ohm cm) $^{-1}$; (d) $s = 0.8$; $\sigma_{ds} = 0.005$ (Ohm cm) $^{-1}$).

На рис.4 показаны зависимости показателя степени s от температуры для пленок ZnO:Li с разными концентрациями лития (0.5, 0.6 и 0.8 ат%). Для образца ZnO:Li (0.5 ат%) показатель степени s уменьшается с ростом температуры от 1.07 до 0.10. Такое поведение соответствует модели СВН, т.е. проводимость обусловлена коррелированными прыжками поляронов через барьер. Фактически наблюдается переход от прыжковой проводимости к дрейфовой с увеличением температуры. Практически такое же поведение наблюдается для пленок с концентрацией примеси 0.6 и 0.8 ат% при низких температурах 200–250 К. Уменьшение s мы приписываем этой же модели СВН, так как наблюдается линейное уменьшение параметра s . При температурах 240–320 К коэффициент s увеличивается, что соответствует модели OLPT – туннелирование большого полярона по

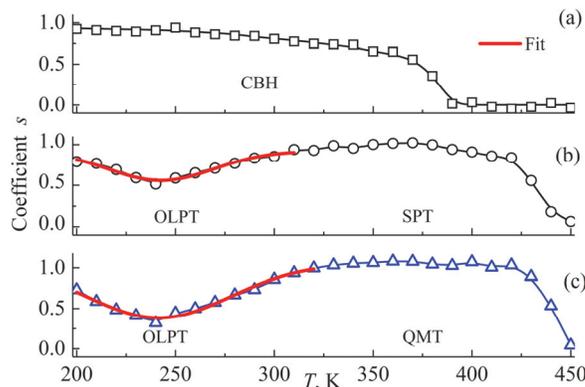


Рис.4. Зависимость показателя степени s от температуры для пленок ZnO:Li с разными концентрациями лития: (а) 0.5 ат%; (b) 0.6 ат%; (c) 0.8 ат%.

перекрывающимся волновым функциям. При температурах 350–400 К показатель степени s не меняется с температурой, что соответствует модели квантово-механического туннелирования носителей заряда QMT. В этой модели параметр s зависит частоты, но не зависит от температуры. Модель OLPT была предложена в работе [23], в которой предполагается, что ловушки для большого полярона перекрываются на двух участках, уменьшая тем самым энергию скачка полярона W_H , которая определяется из выражения $W_H = W_{HO}(1-r_{pol}/R_\omega)$, где R_ω – длина прыжка полярона или дистанция между перекрывающимися локализованными состояниями и r_{pol} – радиус полярона. W_{HO} определяется выражением $W_{HO} = e^2 \times (4\epsilon_p r_{pol})^{-1}$, где ϵ_p – эффективная диэлектрическая проницаемость материала. Предполагая, что R_ω – случайная величина, проводимость на переменном токе для этой модели может быть записана как:

$$\sigma_{as}(\omega) = \frac{1}{2} \left(\pi^4 e^2 k_B T N(E_F)^2 \right) \times \left(\frac{\omega R_\omega^4}{\alpha k_B T + W_{HO} r_{pol} / R_\omega^2} \right), \quad (4)$$

где $1/\alpha$ – длина локализации полярона, $N(E_F)$ – плотность локализованных состояний на уровне Ферми и W_{HO} – энергия активации, обусловленная процессом перехода носителя заряда между перекрывающимися локализованными состояниями. Введем обозначение $W = (W_{HO} / k_B T)$, тогда

$$R_\omega = 1/4\alpha \left[\left(\ln(1/\omega\tau_0) - W \right) + \left[\left(W - \ln(1/\omega\tau_0) \right)^2 + 8W\alpha r_{pol} \right]^{1/2} \right]. \quad (5)$$

Зависимость параметра s от частоты и температуры можно представить в виде [11, 24]:

$$s = 1 - \left(8\alpha R_\omega + \frac{6W}{R_\omega} r_{pol} \right) / \left[2\alpha R_\omega + \frac{W}{R_\omega} r_{pol} \right]^2. \quad (6)$$

Из аппроксимации экспериментальных зависимостей параметра s от частоты и температуры и с использованием выражений (5) и (6) были определены параметры W_{HO} , $1/\alpha$ и r_{pol} . Рассчитанные параметры находятся в хорошем согласии с другими методами расчета этих параметров, представленными в работах [25, 26]. Для полярона большого радиуса коэффициент s имеет тенденцию к снижению с увеличением температуры и стремится к значению коэффициента, предсказываемому моделью QMT для электронов. Однако для малого полярона на зависимости s от температуры наблюдается минимум при определенной температуре, как предсказывает модель QMT для малых поляронов. Аналогичное поведение s (малые значения радиуса полярона r_{pol}) наблюдается для наших материалов.

Используя эти экспериментальные результаты, рассчитаем зависимость длины прыжка R_ω от частоты для разных температур. На рис.5 показано изменение параметра R_ω в зависимости от частоты. Видно, что R_ω уменьшается с частотой; уменьшение длины прыжка приводит к увеличению вероятности перескока и, как следствие, к увеличению проводимости. В случае больших поляронов пространственная протяженность полярона велика по сравнению с межатомным расстоянием.

Исследуемые пленки имеют структуру вюрцита (гексагональная сингония) с параметрами элементарной ячейки $a = 3.2501 \text{ \AA}$ и $c = 5.206 \text{ \AA}$. Это говорит о

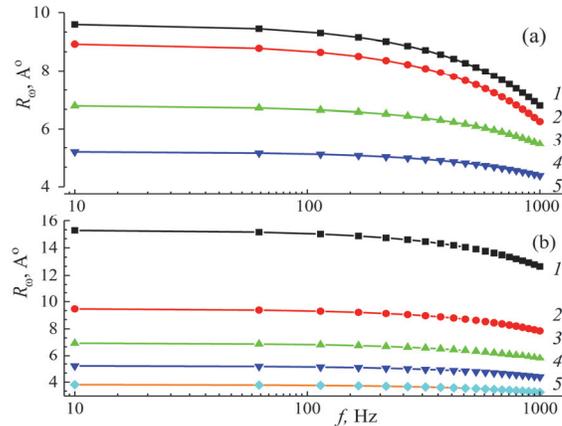


Рис.5. Зависимость длины прыжка полярона R_{ω} от частоты для разных температур: 1 – 60°C; 2 – 50°C; 3 – 30°C; 4 – 10°C; 5 – 0°C. Легированные пленки (a) ZnO:Li(0.5%) и (b) ZnO:Li(0.8%).

том, что процесс проводимости наших образцов обеспечивается большим поляроном. Необходимо отметить, что межатомное расстояние намного меньше длины прыжка полярона, такое отношение параметра решётки и длины прыжка полярона свидетельствует о механизме туннелирования большого полярона в модели OLPT [27].

4. Заключение

В работе исследованы диэлектрические свойства и механизмы транспорта носителей заряда в пленках ZnO, легированных акцепторной примесью лития. Обнаружена сильная дисперсия констант диэлектрической проницаемости при низких частотах. Исследованы частотные зависимости проводимости, которые интерпретированы с точки зрения различных механизмов поляронной проводимости в рамках теории прыжковой проводимости Мотта. Полученные результаты могут быть использованы при создании одно-транзисторных емкостных элементов памяти и полевых транзисторов с плавающим затвором.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА в рамках научного проекта № 21Т-1С150.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.R. Aghamalyan, R.K. Hovsepyan, A.R. Poghosyan, V.G. Lazaryan. Proc. SPIE, **560**, 556790 (2004).
2. S. Gupta, S. Bag, K. Ganguly, I. Sarkar, P. Biswas. New Delhi, Springer, 2015.
3. A.A. Baladin, K.L. Wang. Handbook of Semiconductor Nanostructures and Nanodevices. Los Angeles, American Scientific Publisher, 2006.
4. R.A. Street, N.F. Mott. Phys. Rev. Lett., **35**, 1293 (1975).
5. M.D.P. Ahmad, A.V. Rao, K.S. Babuy, G.N. Rao. J. Advanced Dielectrics, **10**, 2050017 (2020).
6. N.F. Mott, E.A. Davis. Electronic Processes in Non-Crystalline Materials. Oxford, 1979.
7. R.A. Street, N.F. Mott. Phys. Rev. Lett., **35**, 1293 (1975).
8. A.K. Jonscher. Thin Solid Films, **36**, 1 (1976).

9. **P.W. Anderson.** Phys. Rev. Lett., **34**, 953 (1975).
10. **S.R. Elliot.** Philos. Mag. B, **37**, 553 (1978).
11. **N.R. Aghamalyan, E.A. Kafadaryan, R.K. Hovsepyan.** Effect of Lithium and Gallium Impurities on Opto-Electrical properties of ZnO Films. Chapter 4 in: Trends in Semiconductor Science, New York, Nova Science Publishers, pp.81–109, 2005.
12. **N.R. Aghamalyan, T.A. Aslanyan, E.S. Vardanyan, Y.A. Kafadaryan, R.K. Hovsepyan, S.I. Petrosyan, A. R. Poghosyan.** J. Contemp. Phys., **47**, 275 (2012).
13. **S.A. Studenikin, N. Golego, M. Cocivera.** J. Appl. Phys., **87**, 2413 (2000).
14. **K.S. Hemalatha, G. Sriprakash, M.V. Ambika Prasad, R. Damle, K. Rukman.** J Appl. Phys., **118**, 154103 (2015).
15. **Z.J. Othman, O. Hafef, A. Matoussi, F. Fabbari, F. Rossi, G. Salvviati.** J. Appl. Phys. A, **123**, 95 (2017).
16. **M. Chaari, A. Matoussi.** Appl. Phys., A, **116**, 1149 (2014).
17. **P.W. Anderson.** Phys. Rev. Lett., **34**, 953 (1975).
18. **D.R. Clarke,** J. Am. Ceram. Soc., **82**, 485 (1999).
19. **Y. Ohbuchi, J. Yoshino, Y. Okamoto, J. Morimoto.** J. Appl. Phys., **38**, 899 (1999).
20. **V. Gavryushin, G. Raciukaitis, D. Juodzbališ, A. Kazlauskas, V. Kubertavicius.** J. Cryst. Growth, **138**, 924 (1994).
21. **M. Chaari, A. Matoussi.** Physica B: Condensed Matter, **407**, 3441 (2012).
22. **N. Kılıncı, L. Arda, S.O.Ë. Zturk, Z.Z. Zturk.** Cryst. Res. Technol., **45**, 529 (2010).
23. **A.R. Long.** Adv. Phys., **31**, 553 (1982).
24. **V. Gavryushin, G. Raciukaitis, D. Juodzbališ, A. Kazlauskas, V. Kubertavicius.** J. Cryst. Growth, **138**, 924 (1994).
25. **K.C. Kao.** Dielectric Phenomena in Solids with Emphasis on Physical Concepts of Electronic Processes, Academic Press, San Diego, 2004.
26. **S. Bhattacharya, A. Ghosh.** Phys. Rev. B, **68**, 224202 (2003).
27. **L. Murawski, C.H. Chung, J.D. Mackenzie.** J. Non-Cryst. Solids, **32**, 91 (1979).

DEPENDENCE OF THE CONDUCTIVITY MECHANISM
AND DIELECTRIC PROPERTIES OF ZINC OXIDE FILMS
ON THE DEGREE OF LITHIUM DOPING

N.R. AGHAMALYAN, H.L. AYVAZYAN, T.A. VARTANYAN, Y.A. KAFADARYAN,
H.G. MNATSAKANYAN, R.K. HOVSEPYAN, A.R. POGHOSYAN

The effect of lithium impurity on the dielectric characteristics and the mechanism of conductivity of zinc oxide thin films obtained by electron beam deposition method was studied. A strong dispersion of permittivity constants at low frequencies associated with interfacial polarization at grain boundaries was found. It was shown that the frequency dependences of the conductivity are well described by the Mott theory. It has been established that the mechanism of ac conductivity undergoes qualitative changes with increasing of lithium concentration: hopping conductivity is replaced by correlated hops through the barrier and, finally, tunneling of small radius polarons. The characteristics of the obtained films indicate the possibility of using them to create a capacitive memory element, as well as a channel of a field-effect transistor.