

06

Влияние тока, ограниченного объемным зарядом, на диэлектрические свойства поликристаллических пленок фуллерита C_{60}

© Д.И. Долженко, В.Ф. Бородзюля, И.Б. Захарова, Н.Т. Сударь[†]

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия

[†] e-mail: sudar53@mail.ru

Поступило в Редакцию 25 марта 2020 г.

В окончательной редакции 12 июля 2020 г.

Принято к публикации 20 июля 2020 г.

В диапазоне частот $30-10^6$ Hz исследованы диэлектрические свойства поликристаллических пленок фуллерита толщиной ~ 300 nm, входящих в состав структур Si *p*-типа/ C_{60} /InGa, при воздействии на них постоянных электрических полей напряженностью до $3.3 \cdot 10^7$ V/m. Установлено, что при отрицательной полярности InGa-электрода, когда инжекция электронов из металла в фуллерит облегчена, на частотах менее 1000 Hz наблюдается аномальное возрастание электрической емкости образца, при этом емкость на низкой частоте превосходит емкость на высокой частоте более чем 10^3 раз. Предложено объяснение данного эффекта.

Ключевые слова: поликристаллические пленки фуллерита, InGa электрод, диэлектрические свойства.

DOI: 10.21883/JTF.2021.01.50273.100-20

Введение

Актуальность изучения тонких фуллеритовых пленок обусловлена потенциальной возможностью использования их как в технике, так и в фундаментальных исследованиях [1,2]. Пленки фуллерита представляют собой органические полупроводниковые материалы с электронной проводимостью прыжкового типа [1,3], для которых характерно наличие в области запрещенных энергий многочисленных локальных состояний (ловушек) различной глубины [4–6]. Особый практический интерес представляет изучение электрических свойств тонких (толщиной в несколько сотен нанометров) пленок фуллерита, которые могут найти применение при создании различных электронных приборов, например, органических полевых транзисторов [3] или преобразователей солнечной энергии [7].

В фуллеритовых пленках субмикронной толщины инжекционные процессы начинают оказывать заметное влияние на электрофизические свойства уже при напряжении на образце $1-10$ V [6]. При таких напряжениях токи, протекающие через пленку, значительно возрастают, и наблюдается переход из режима омической проводимости в режим тока, ограниченного объемным зарядом (ТООЗ), при котором вольт-амперные характеристики (ВАХ) пленок становятся нелинейными. В [8] отмечается, что возрастание сквозной проводимости и отступление от закона Ома оказывает существенное влияние на диэлектрические характеристики материала, в частности, оно приводит к тому, что тангенс диэлектрических потерь теряет простой физический смысл и делается формальной характеристикой диэлектрика. Это

обстоятельство затрудняет физическую интерпретацию и осмысление полученных результатов. Изучению влияния проводимости материала на его диэлектрические характеристики в настоящее время уделяется достаточно большое внимание [9,10], но полная ясность в этом вопросе еще не достигнута. Поэтому целью настоящей работы было выяснение особенностей диэлектрических свойств тонких поликристаллических пленок фуллерита C_{60} в условиях накопления в них объемного заряда (ОЗ) и ТООЗ.

1. Образцы и методика эксперимента

Объектами исследования служили структуры типа *p*-Si/ C_{60} /InGa. При их изготовлении пленки фуллерита C_{60} толщиной $L \approx 300$ nm создавались на подложках из кремния *p*-типа марки КДБ-1 термическим напылением молекул C_{60} в вакууме. Они имели поликристаллическую структуру с размерами кристаллитов D , равными $100-200$ nm. Формирующие пленку кристаллиты хаотично в несколько слоев располагались на кремниевой подложке [6].

При электрических измерениях кремниевая подложка использовалась в качестве нижнего электрода, а верхний электрод представлял собой зонд-иглу из индий-галлиевой эвтектики, которая за счет взаимодействия сил поверхностного натяжения и гравитационных сил обеспечивала надежный электрический контакт с тонкой пленкой фуллерита без ее механического повреждения. Диаметр пятна контакта электрода с пленкой составлял ~ 400 μ m.

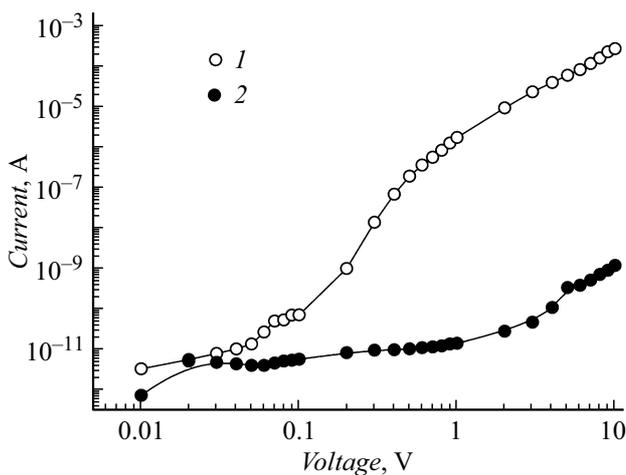


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики структуры $p\text{-Si}/\text{C}_{60}/\text{InGa}$ при отрицательной (1) и положительной (2) полярности InGa электрода.

Все электрические измерения проводились на воздухе в темноте. ВАХ образцов в постоянном электрическом поле измерялись с помощью электрометрического усилителя У5-11. Для измерения диэлектрических параметров использовался измеритель иммитанса типа Е7-20. Он обеспечивал возможность измерения емкости и тангенса диэлектрических потерь на переменном напряжении амплитудой 40 мВ в диапазоне частот от 25 Hz до 1 MHz при постоянном напряжении смещения на образце. Измерения диэлектрических характеристик образцов осуществлялись как при положительной, так и при отрицательной полярности напряжения смещения.

Перед началом измерений образец всегда подвергался электроформовке в постоянном электрическом поле напряженностью ~ 60 MV/m, что стабилизировало значения измеряемых параметров и обеспечивало воспроизводимость результатов измерений на данном участке пленки [6]. Вместе с тем следует отметить, что значения параметров, измеряемых на различных участках пленки, могли существенно отличаться по величине, но формы ВАХ и частотных зависимостей емкости и диэлектрических потерь были неизменными.

Исследования структуры и состава фуллеритовой пленки проводились на растровом электронном микроскопе (РЭМ) JEOL JSM-6390 с топографическим разрешением 3 nm, оснащенным энергодисперсионной приставкой микроанализа Oxford INCA Energy с предельной чувствительностью 0.1 mass.%.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены ВАХ исследуемых структур при различной полярности InGa электрода. Данные измерения проводились при комнатной температуре на постоянном напряжении. На этом и остальных рисунках

светлыми точками обозначаются результаты измерений, выполненных при отрицательной полярности InGa электрода, а черными — при положительной. Видно, что ВАХ являются нелинейными при обеих полярностях электрода, что указывает на реализацию режима ТООЗ. Наблюдается существенное влияние полярности на величину тока. Большие токи регистрируются при отрицательной полярности электрода из InGa эвтектики, причем при увеличении величины напряжения на образце различие в величинах токов, измеренных при различной полярности напряжения, возрастает. При напряжении на образце менее 0.05 V величины токов практически не зависят от полярности электродов. При напряжении 0.2 V указанное различие уже достигает двух порядков, а при 1 V оно превышает четыре порядка, но при дальнейшем увеличении напряжения остается практически неизменным.

Можно предположить, что наблюдаемое различие в величинах тока при изменении полярности электродов обусловлено различной высотой потенциального барьера Δ на границе фуллерит–электрод, контролирующего инжекционные процессы. При инжекции электронов значение Δ определяется как $\Delta = \varphi - A_{\text{C}_{60}} - P_e$, где φ — работа выхода материала электрода, $A_{\text{C}_{60}}$ — сродство к электрону молекул фуллерена C_{60} в газовой фазе, $A_{\text{C}_{60}} = 2.65$ eV [11], P_e — энергия поляризации органического кристалла, $P_e \approx 1$ eV [12]. Величина φ для кремния p -типа составляет 4.85 eV [13]. В литературе отсутствуют данные о работе выхода индий-галлиевой эвтектики, поэтому, основываясь на величинах работы выхода индия 3.87 eV и галлия 3.96 eV [13], примем $\varphi_{\text{InGa}} \approx 3.9$ eV. Таким образом, при инжекции электронов в фуллерит C_{60} из InGa электрода высота барьера Δ оценивается в ~ 0.3 eV, а при инжекции из кремния p -типа — в ~ 1.2 eV.

На рис. 2 представлены зависимости C и $\text{tg } \delta$ структуры $p\text{-Si}/\text{C}_{60}/\text{InGa}$ от величины постоянного напряжения смещения U_c . Измерения емкости проводились на частоте 1 kHz при различной полярности напряжения смещения. Видно, что при положительной полярности InGa электрода, когда инжекционные процессы затруднены, значения C и $\text{tg } \delta$ слабо зависят от напряжения смещения.

Напротив, при отрицательной полярности InGa электрода существуют явно выраженные зависимости $C(U_c)$ и $\text{tg } \delta(U_c)$. В этом случае вплоть до значений $U_c \approx 0.6$ V емкость структуры остается практически неизменной и составляет ~ 30 pF, при этом величина $\text{tg } \delta$ возрастает от 0.008 до максимального значения ~ 30 . Дальнейшее увеличение U_c приводит к быстрому увеличению емкости, которая при $U_c \approx 4$ V достигает своего максимального значения ~ 5 nF, а затем начинает уменьшаться. Отметим, что возрастание емкости структуры сопровождается постепенным уменьшением $\text{tg } \delta$ до ~ 5 . При $U_c \geq 4$ V ситуация меняется, а именно происходит уменьшение емкости и возрастание диэлектрических потерь.

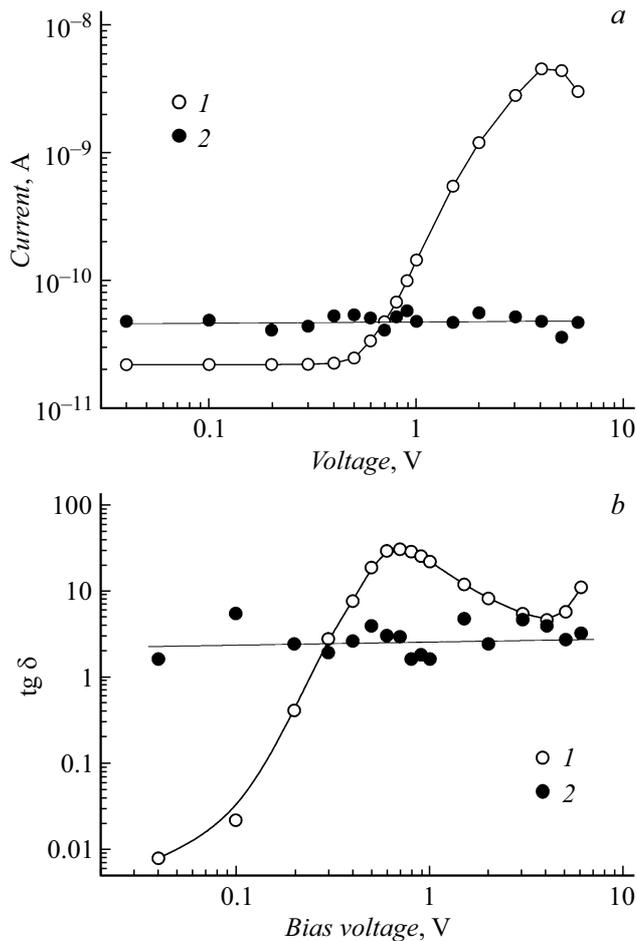


Рис. 2. Зависимости емкости (а) и тангенса диэлектрических потерь (b) структуры $p\text{-Si}/\text{C}_{60}/\text{InGa}$ на частоте 1000 Hz от величины постоянного смещения при отрицательной (1) и положительной (2) полярности InGa электрода.

На рис. 3 представлены частотные зависимости C и $\text{tg } \delta$ структуры $p\text{-Si}/\text{C}_{60}/\text{InGa}$. Измерения выполнялись при $U_c = 0$ и $|U_c| = 4$ В и различной полярности постоянного напряжения смещения. Светлыми треугольниками на этих рисунках изображены результаты измерений $C(f)$ и $\text{tg } \delta(f)$ при $U_c = 0$. Видно (рис. 3, а), что при отрицательной полярности InGa электрода в области низких частот (менее 1 kHz) наблюдается anomalously высокое возрастание емкости образца. Так, на частоте $f = 35$ Hz его емкость достигает значения ~ 20 nF, тогда как на высокой частоте она снижается до ~ 20 pF. При положительной полярности InGa электрода и при его нулевом смещении зависимости $C(f)$ практически совпадают. При этом различие значений C на низких и высоких частотах оказываются не столь значительными, как было установлено при отрицательной полярности этого электрода.

Полярность электродов оказывает существенное влияние и на частотную зависимость $\text{tg } \delta$ (рис. 3, б). При положительной полярности InGa электрода и при

$U_c = 0$ зависимости $\text{tg } \delta(f)$ совпадают. Видно, что в этом случае диэлектрические потери при возрастании частоты монотонно снижаются. Изменение полярности InGa с положительной на отрицательную приводит к возникновению на зависимости $\text{tg } \delta(f)$ максимума на частоте ~ 40 kHz.

Рассмотрим возможную причину anomalously высокого возрастания емкости на низких частотах.

Известно, что проводимость фуллеритов чувствительна к атмосферному кислороду, при контакте с которым проводимость пленок C_{60} за несколько минут понижается на 3–6 порядков [1], при этом глубина проникновения кислорода в объем кристаллита d оценивается в ~ 10 nm [14]. Считают, что большая часть кислорода, содержащаяся в пленке C_{60} , является „обратимой“ т.е. физически адсорбированной при интеркаляции в фуллеритовые кристаллы. Некоторая часть кислорода может вступать в химическую реакцию с молекулами фуллере-на, образуя различные химические соединения — C_{60}O

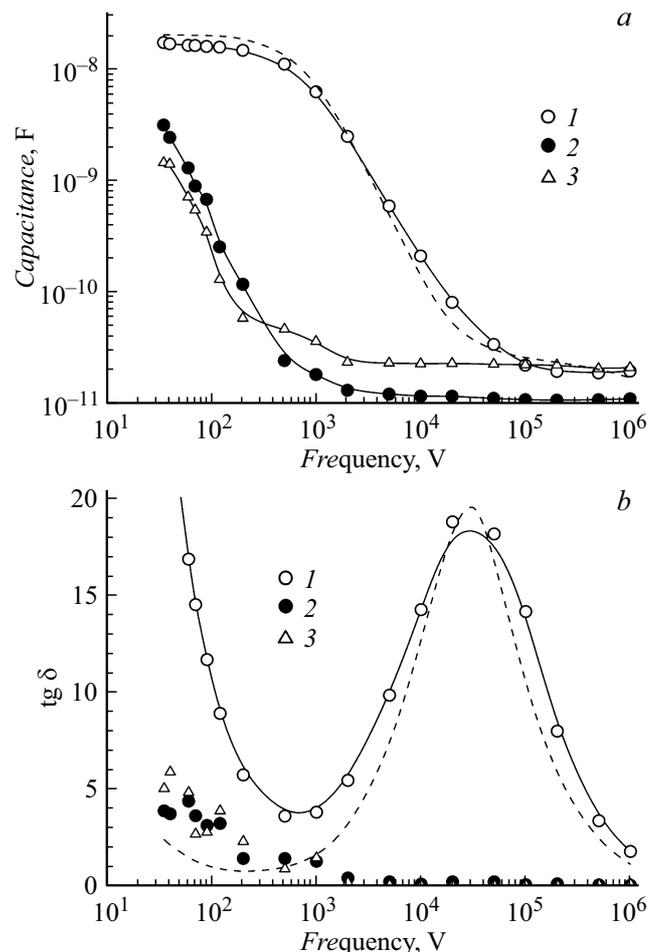


Рис. 3. Частотные зависимости емкости (а) и тангенса диэлектрических потерь (b) структуры $p\text{-Si}/\text{C}_{60}/\text{InGa}$ при различных величинах постоянного напряжения смещения U_c . 1 — отрицательная полярность InGa электрода $U_p = -4$ В; 2 — положительная полярность InGa электрода $U_p = 4$ В; 3 — $U_p = 0$. ПШтриховые кривые — результаты расчета.

и/или $C_{120}O$. Такая молекула с химически связанным атомом кислорода, находясь в узлах кристаллической решетки, имеет другую энергетическую структуру, вследствие чего в области запрещенных энергий могут возникать локальные энергетические уровни (ловушечные состояния). Глубина ловушечных состояний оценивается в 0.2–0.3 eV [4,6,15–17]. Образование в приповерхностном слое значительного числа электронных ловушечных состояний приводит к снижению его проводимости, а захват на них инжектированных электронов обусловит возрастание его диэлектрической проницаемости.

Таким образом, исследуемая в настоящей работе поликристаллическая пленка фуллерита C_{60} , может рассматриваться как поликристаллический материал, состоящий из зерен (внутренних областей кристаллитов) и разделяющих их прослоек (приповерхностных слоев кристаллитов), причем, зерна и прослойки обладают различной проводимостью и различными диэлектрическими характеристиками. Для описания диэлектрических характеристик такого образца может быть использована модель Вагнера–Купса [18]. Согласно этой модели, совокупность звеньев в виде зерен и прослоек рассматривается как однородная структура с одним временем релаксации τ , соответствующим времени релаксации отдельного звена, а для расчета τ используются уравнения Дебая для дипольно-ориентационной поляризации. Поэтому в соответствии с [10] при наличии сквозной проводимости диэлектрика частотную зависимость действительной ϵ' и мнимой ϵ'' частей диэлектрической проницаемости образца можно представить в виде

$$\begin{aligned}\epsilon' &= \epsilon_{\infty} + \frac{\Delta\epsilon}{1 + \omega^2\tau^2}, \\ \epsilon'' &= \frac{\sigma}{\epsilon_0\omega} + \frac{\Delta\epsilon\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2},\end{aligned}\quad (1)$$

где $\omega = 2\pi f$, σ — удельная проводимость пленки в постоянном электрическом поле, ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ_{∞} — диэлектрическая проницаемость на высокой частоте, $\Delta\epsilon = \epsilon_c - \epsilon_{\infty}$. Здесь ϵ_c — значение ϵ' на низкой частоте. Очевидно, что значения ϵ' и ϵ'' следует рассматривать, как некоторые эффективные величины.

Отметим здесь, что отличие рассматриваемой ситуации от классической модели Вагнера–Купса состоит в том, что, по нашему мнению, существенное различие в диэлектрических характеристиках прослойки и зерна не существует изначально. Это различие и связанная с ним поляризация возникают вследствие захвата инжектированных электронов на ловушечные состояния в приповерхностном слое кристаллитов. Поэтому anomальное возрастание емкости фуллеритовой пленки существенно проявляется только при протекании сквозь нее значительного инжекционного тока.

Далее, используя соотношения (1), рассчитаем частотные зависимости ϵ' и ϵ'' . При отрицательной полярности InGa электрода и $U_c = 4V$ величина ϵ_c определялась

экстраполяцией зависимости $C(f)$ (рис. 3, а) в начало координат и расчета соответствующего значения ϵ_c , а величина σ рассчитывалась по данным рис. 1. Было получено $\epsilon_c = 3330$ и $\sigma = 1.5 \cdot 10^{-5} S/m$. Затем, используя соотношения (1), было определено оптимальное значение $\tau = 2 \cdot 10^{-5} s$ и рассчитаны частотные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ' и фактора диэлектрических потерь ϵ'' . На основании этих данных были рассчитаны зависимости $C(f)$ и $\text{tg } \delta(f)$. На рис. 3 они изображены штриховыми линиями. Видно, что расчетные и экспериментально определенные частотные зависимости емкости хорошо совпадают во всем исследованном диапазоне частот. Однако количественное согласие расчетных и экспериментально определенных величин $\text{tg } \delta$ наблюдается только в высокочастотной области. В низкочастотной области расчетные значения $\text{tg } \delta$ оказываются несколько меньше определенных экспериментально, хотя характер расчетной зависимости $\text{tg } \delta(f)$ согласуется с экспериментом.

Согласно модели Вагнера–Купса, низкочастотную диэлектрическую проницаемость окисленного приповерхностного слоя кристаллита (прослойки) можно оценить, используя соотношение

$$\epsilon_c = \epsilon_1 \frac{D}{d}, \quad (2)$$

где ϵ_1 — диэлектрическая проницаемость прослойки. При $d = 10 \text{ nm}$ и $D = 200 \text{ nm}$ из соотношения (2) следует, что диэлектрическая проницаемость прослойки составляет ~ 170 . Отметим, что такое значение ϵ_1 превышает диэлектрическую проницаемость фуллерита C_{60} , определенную в слабом электрическом поле в отсутствие инжекции, более чем в 50 раз [16].

Оценим концентрацию электронных ловушечных состояний N_t в фуллеритовой пленке, при которой становится возможным накопление ОЗ, обеспечивающего anomальное возрастание емкости структуры $p\text{-Si}/C_{60}/\text{InGa}$ до 20 nF. Данное значение емкости достигается при отрицательной полярности InGa электрода, $U_c = 4V$ и токе $J = 4 \cdot 10^{-5} A$.

Упрощая ситуацию, будем считать ловушки моноэнергетическими. Тогда скорость изменения концентрации электронов, захваченных на ловушки глубиной E_t , определяется соотношением

$$\frac{d}{dt}n_t = v_T\sigma_{ir}(N_t - n_t)n_0 - n_tP_t, \quad (3)$$

где n_t — концентрация электронов, захваченных на ловушки, n_0 — концентрация свободных электронов, обеспечивающих электропроводность, v_T — тепловая скорость движения электрона ($v_T \approx 10^5 \text{ m/s}$), σ_{ir} — сечение захвата электрона ловушкой (для ловушек структурного типа $\sigma_{ir} \approx 10^{-19} \text{ m}^2$), P_t — частота освобождения электрона из ловушек, равная $P_t = \tau_0^{-1} \exp(-E_t/(k_B T))$, где $\tau_0 = 10^{-13} \text{ s}$, k_B — постоянная Больцмана, T — температура.

Стационарную концентрацию ловушечных состояний в диэлектрике рассчитаем, полагая равными скорости захвата и освобождения электронов из ловушек, т.е. приняв $dn_t/dt = 0$). Тогда из соотношения (3) получим

$$N_t = \frac{n_t(v_T\sigma_{tr}n_0 + P_t)}{v_T\sigma_{tr}n_0}. \quad (4)$$

Из соотношения (4) следует, что, определив на основании экспериментальных данных величины n_t и n_0 , можно оценить N_t заданной глубины.

Влияние напряженности F электрического поля на частоту освобождения электронов из ловушек учтем, полагая форму ловушки прямоугольной. Тогда снижение ее глубины с ростом напряженности электрического поля определяется соотношением: $E_t = E_t^0 - eaF$, где E_t^0 — глубина ловушки в отсутствие электрического поля, e — заряд электрона, a — линейные размеры ловушки в направлении поля [19]. При дальнейших расчетах примем, что $F = U_c/L$ при $U_c = 4$ В, $T = 300$ К и $a = 1$ нм, т.е. будем полагать, что линейные размеры ловушки сопоставимы с размерами фуллерена.

Концентрацию свободных электронов оценим, определив проводимость пленки σ при указанных выше значениях C , U_p и J . Поскольку $\sigma = e\mu n_0$, где μ — подвижность электронов, $\mu = 4.8 \cdot 10^{-9}$ м²/(В · с) [3], $n_0 = JL(e\mu U_c S)^{-1}$. Здесь S — площадь пятна контакта InGa электрода с пленкой. Получаем $n_0 \approx 2 \cdot 10^{22}$ м⁻³.

Заряд Q , накапливающийся в образце и обеспечивающий возрастание его емкости до рассматриваемого значения, определяется как $Q = e(n_t + n_0)SL = CU_c$. Получаем, что $(n_t + n_0) \approx 1 \cdot 10^{25}$ м⁻³. Следовательно, можно принять $n_t \approx 1 \cdot 10^{25}$ м⁻³.

Из соотношения (4) следует, что для ловушек глубиной E_t^0 , равной 0.2–0.3 эВ, величина N_t составит $(0.18–3.7) \cdot 10^{26}$ м⁻³.

Для выяснения физической осмысленности данного значения N_t методом рентгеновского спектрального микроанализа было определено содержание кислорода в исследуемой пленке фуллерита. Измерения проводились в пяти различных точках пленочного образца. Было установлено, что содержание кислорода в различных точках пленки меняется от 0.35 до 0.69 весового процента. Поскольку из-за большой глубины торможения электронов (больше толщины фуллереновой пленки) в спектре присутствует характеристическое излучение подложки (кремния), содержание кислорода именно в пленке C₆₀ может быть несколько выше (в среднем пересчет дает 0.7–1.0 весового процента), что составляет примерно 0.6 атомного процента кислорода. Такое содержание кислорода дает оценку соотношения молекул кислорода и фуллерена C₆₀ как 1 атом кислорода на 2–3 молекулы C₆₀. Если же предположить, что кислород присутствует в адсорбированной молекулярной форме, то одна молекула O₂ приходится в пленке на 4–6 молекул C₆₀. Поскольку концентрация молекул C₆₀ в молекулярном кристалле фуллерита составляет

$1.4–10^{27}$ м⁻³, то концентрация атомов кислорода оценивается в $5–7 \cdot 10^{26}$ м⁻³.

Таким образом, полученная нами оценка N_t в пленке фуллерита C₆₀ показывает, что одно ловушечное состояние в среднем приходится на 2–3 атома кислорода. Такой результат следует считать физически осмысленным.

Заключение

Выполненное экспериментальное исследование диэлектрической дисперсии в тонких поликристаллических пленках фуллерита C₆₀ в условиях протекания в них ТООЗ показало, что условия электронной инжекции оказывают определяющее влияние на характер зависимостей $C(f)$ и $\text{tg } \delta(f)$. При отрицательной полярности InGa электрода, когда инжекция электронов в пленку C₆₀ облегчена и в ней накапливается значительный объемный заряд, наблюдается аномальное большое возрастание емкости образца. В этом случае, судя по характеру частотных зависимостей емкости и $\text{tg } \delta$, в качестве причины возникновения данного эффекта следует рассматривать межслойную поляризацию. В качестве слоев, различающихся проводимостью и диэлектрической проницаемостью, выступают приповерхностные слои и внутренние объемы образующих пленку кристаллитов. Причиной возникновения различия их электрофизических свойств, по нашему мнению, является то, что в приповерхностных слоях, образующих пленку кристаллитов, вследствие контакта их с атмосферным кислородом образуются ловушечные состояния. Это приводит к уменьшению их проводимости и накоплению объемного заряда, и, как следствие этого, к возрастанию электрической емкости и связанной с ней диэлектрической проницаемости приповерхностного слоя кристаллита.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Т.Л. Макарова. ФТП, **35** (3), 257 (2001). [T.L. Makarova. Semiconductors, **35** (3), 243 (2001).]
- [2] Т.А. Шабанова, Н.Г. Приходько, М. Ауелханкызы, З.А. Мансуров. Инженерно-физический журнал, **89** (4), 1034 (2016). [T.A. Shabanova, N.G. Prikhod'ko, M. Auelkhankyzy, Z.A. Mansurov. J. Eng. Phys. Thermophy, **89**, 1034 (2016). DOI: 10.1007/s10891-016-1465-x]
- [3] К. Kaneto, К. Yamanaka, К. Rikitake, Т. Akiyama, W. Takashima. Jpn. J. Appl. Phys., **35** (3), 1802 (1996).
- [4] Ю.И. Головин, Д.В. Лопатин, Р.К. Николаев, А.А. Самодуров, Р.А. Столяров. ФТТ, **48** (9), 1723 (2006). [Y.I. Golovin, D.V. Lopatin, R.K. Nikolaev, A.A. Samodurov, R.A. Stolyarov. Phys. Solid State, **48** (9), 1827 (2006). DOI: 10.1134/S1063783406090356]
- [5] Hitoe Habuchi, Shoji Nitta, Daxing Han, Shuichi Nonomura. J. Appl. Phys., **87** (12), 8580 (2000). DOI: 10.1063/1.373582

- [6] И.Б. Захарова, Д.И. Долженко, В.Ф. Бородзюля, Н.Т. Сударь. Письма в ЖТФ, **45** (4), 21 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2021.01.50273.100-20 [I.B. Zakharova, D.I. Dolzhenko, V.F. Borodzyulya, N.T. Sudar'. Tech. Phys. Lett., **45** (2), 142 (2019). DOI: 10.1134/S1063785019020378]
- [7] C.J. Brabec, N.S. Sariciftci, J.C. Hummelen. Adv. Functional Materials, **11** (1), 15 (2001). DOI: 10.1002/1616-3028(200102)11:1<15::AID-ADFM15>3.0.CO;2-A
- [8] Г.И. Сканава. *Физика диэлектриков: (Область слабых полей)*. (Гостехиздат, М., 1949).
- [9] Г.И. Овчинникова, И.Ю. Полякова, Е.С. Иванова, Р.В. Гайнутдинов, Н.В. Белугина, А.Л. Толстикова, В.В. Гребенев. ФТТ, **57** (3), 531 (2015). [G.I. Ovchinnikova, I.Y. Polyakova, E.S. Ivanova, R.V. Gainutdinov, N.V. Belugina, A.L. Tolstikhina, V.V. Grebenev. Phys. Solid State, **57** (3), 544 (2015). DOI: 10.1134/S1063783415030191]
- [10] А.С. Богатин, И.В. Лисица, С.А. Богатина. Письма в ЖТФ, **28** (18), 61 (2002). [A.S. Bogatin, I.S. Lisitsa, S.A. Bogatina. Tech. Phys. Lett., **28** (9), 779 (2002). DOI: 10.1134/1.1511783]
- [11] L.S. Wang, J. Conceicao, C. Jin, R.E. Smalley. Chem. Phys. Lett., **182** (1), 5 (1991).
- [12] Э.А. Силиньш, М.В. Курик, В. Чапек. *Электронные процессы в органических молекулярных кристаллах: Явления локализации и поляризации*. (Зинатне, Рига, 1988).
- [13] Физические величины: Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. (Энергоатомиздат, М., 1991).
- [14] Т.Л. Макарова, И.Б. Захарова, Т.И. Зубкова, А.Я. Вуль. ФТТ, **41** (2), 354 (1999). [T.L. Makarova, A.Y. Vul, I.B. Zakharova, T.I. Zubkova. Phys. Solid State, **41** (2), 319 (1999). DOI: 10.1134/1.1130774]
- [15] O.E. Kvyatkovskii, I.B. Zakharova. Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures, **16** (5–6), 574 (2008).
- [16] B. Pevzner, A.F. Hebard, M.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B, **55** (24), 16439 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevB.55.16439
- [17] Hitoe Nabuchi, Shoji Nitta, Daxing Han, Shuichi Nonomura. J. Appl. Phys., **87** (12), 8580 (2000). DOI: 10.1063/1.373582
- [18] C.G. Koops. Phys. Rev., **83** (1), 121 (1951). DOI: 10.1103/PhysRev.83.121
- [19] A.E. Blake, K.L. Randl. J. Phys. D, **10** (5), 759 (1977).