

06:09

Исследование механизмов токопрохождения в тонких пластинах рубрена, изготовленных газотранспортным методом

© О.С. Таларико¹, В.В. Трегулов², В.Г. Литвинов³,
А.В. Ермачихин³

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

² Рязанский государственный университет им. С.А. Есенина

³ Рязанский государственный радиотехнический университет

E-mail: olgapl@sci.lebedev.ru

Поступило в Редакцию 8 июня 2016 г.

Проведены исследования оптического спектра пропускания и температурной зависимости вольт-амперных характеристик плоскопараллельной пластины рубрена, изготовленной газотранспортным методом. Из оптического спектра пропускания определено значение ширины запрещенной зоны. Установлено, что вольт-амперные характеристики могут быть объяснены в рамках модели токов, ограниченных пространственным зарядом. На процессы токопрохождения существенное влияние оказывают ловушки.

Рубрен является органическим полупроводником с химической формулой $C_{42}H_{28}$ и также известен под названием 5,6,11,12-тетрафенилнафтацен. Он обладает орторомбической кристаллической структурой и характеризуется C_{2h} -точечной группой симметрии [1–3]. Кристаллы рубрена, выращенные газотранспортным методом, содержат 4 атома в кристаллической ячейке [1,3] с параметрами решетки $A = 26.9 \text{ \AA}$, $B = 7.2 \text{ \AA}$, $C = 14.4 \text{ \AA}$ [2]. Рубрен может применяться для создания органических светодиодов OLED и дисплеев [1], фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии с низкой себестоимостью [1,4], а также органических полевых транзисторов [5]. Обычно рубрен изготавливают газотранспортным методом в виде длинных тонких кристаллов [1], что затрудняет его практическое применение в микроэлектронике для изготовления полупроводниковых приборов по планарной технологии. В связи с этим актуальна задача получения кристаллического рубрена в

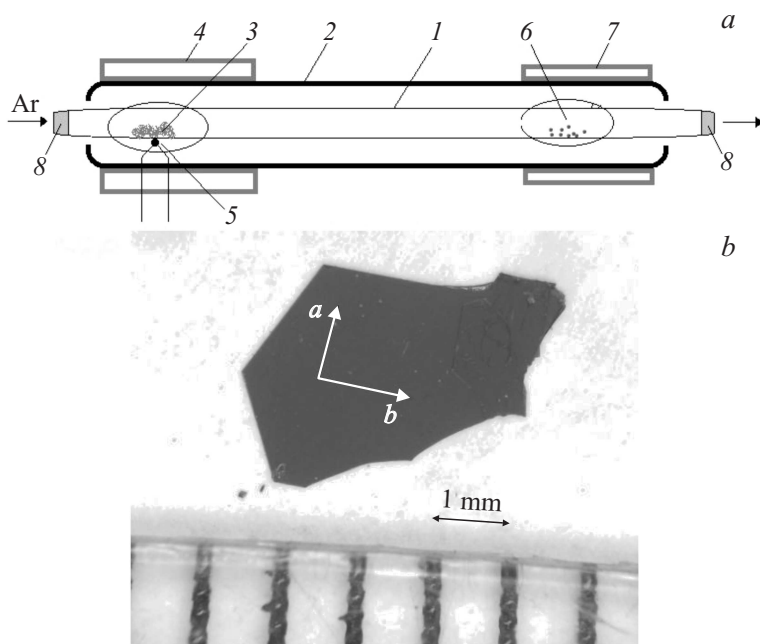


Рис. 1. *a* — схема экспериментальной установки для выращивания кристаллов рубрена; *b* — плоскопараллельная пластина рубрена.

виде плоскопараллельных пластин и исследования электрофизических характеристик таких образцов.

В данной работе сообщается об исследовании механизмов токопрохождения в тонких плоскопараллельных пластинах рубрена, изготовленных газотранспортным методом.

Для выращивания кристаллических образцов использовался порошок рубрена фирмы Sigma-Aldrich (USA). Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, *a*. Испарение порошка рубрена и рост кристаллов происходит в кварцевой трубке 1, находящейся внутри внешней медной трубки 2. Разогрев порошка 3 осуществляется электрическим нагревателем 4. Температура в зоне испарения порошка 3 контролируется термопарой 5. Градиент температур между зонами испарения и кристаллизации рубрена 6 создается контуром водяного

охлаждения 7. Медная трубка, благодаря высокой теплопроводности, создает плавный градиент температуры. В ходе роста через кварцевую трубку I постоянно продувается инертный газ (аргон). Поток газа задается редуктором и контролируется ротаметром (на рис. 1, a не показаны). Торцы кварцевой трубки снабжены пробками с отверстиями δ для прохождения газа.

Морфология получаемых кристаллов рубрена зависит от температуры нагревателя, времени роста, скорости потока газа. Температура нагревателя выбирается вблизи пороговой температуры сублимации рубрена, что уменьшает сублимацию тяжелых примесей. После серии экспериментов были выбраны следующие условия роста: температура нагревателя 317°C , время роста 24 h, скорость потока газа $100\text{ cm}^3/\text{min}$. При этих условиях преимущественно формировались широкие плоскопараллельные пластины с характерными размерами в латеральной плоскости в несколько миллиметров и толщиной $10\text{--}100\text{ }\mu\text{m}$. Одновременно при указанных условиях образуются острые длинные кристаллы рубрена. Согласно работам [1,6], плоскопараллельные пластины рубрена, образующиеся в ходе эксперимента, имеют кристаллографическую плоскость ab . Изображение одной из полученных плоскопараллельных пластин рубрена представлено на рис. 1, b .

На рис. 2 представлен оптический спектр пропускания плоскопараллельной пластины рубрена в виде зависимости нормированного коэффициента пропускания от энергии кванта. Измерения проводились при $T = 300\text{ K}$ спектрометром VIS-NIR-2000 в диапазоне длин волн $350\text{--}1040\text{ nm}$. В качестве источника излучения использовалась лампа накаливания с вольфрамовой спиралью. Ширина запрещенной зоны, определенная по краю собственного поглощения (рис. 2), составила 2.27 eV , что типично для рубрена [7].

Для электрических измерений на противоположных поверхностях пластины рубрена были сформированы контакты с помощью серебряной проводящей пасты. Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) производились с помощью экспериментальной установки на основе гелиевого криостата замкнутого цикла Janis CCS 400/204N и электрометра Keithley-6517B со встроенным источником постоянного напряжения. Температура образцов (T) при измерениях изменялась в пределах $260\text{--}320\text{ K}$ с шагом 10 K . Напряжение постоянного смещения U изменялось в пределах $0\text{--}50\text{ V}$.

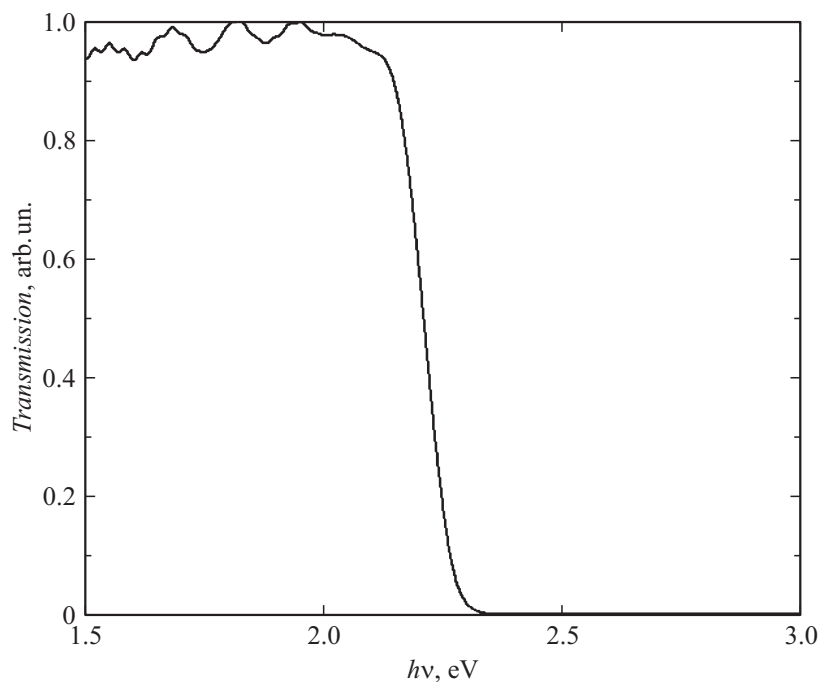


Рис. 2. Спектр пропускания пленки рубрена.

Важно отметить, что кристаллы рубрена, выращенные газотранспортным методом, обладают высоким электрическим сопротивлением [1,8]. Образец, исследуемый в данной работе, имел сопротивление между серебряными контактами $1.7 \cdot 10^{10} \Omega$ в темноте (при $T = 300 \text{ K}$). Освещение с помощью лампы накаливания приводило к снижению сопротивления до $2.6 \cdot 10^9 \Omega$. В связи с этим ВАХ измерялись при освещении образца, что позволило работать в области температур 260–320 K за счет заметного повышения соотношения сигнал/шум по сравнению с темновыми условиями. Также важно отметить, что ВАХ, измеренные при разной полярности U , были симметричными.

На рис. 3 показаны ВАХ, измеренные при разных температурах в виде зависимости плотности тока J от U в двойном логарифмическом масштабе. Представленные ВАХ могут быть разделены на четыре участ-

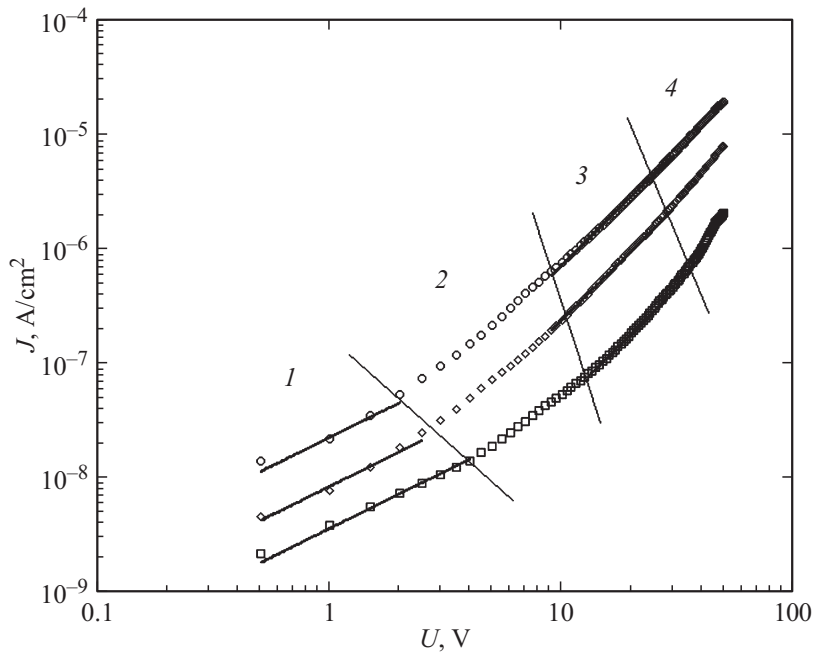


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики для образца с поперечной геометрией, измеренные при освещении образца, при температурах 260 (□), 300 (◇), 320 К (○).

ка и описаны степенной зависимостью, обычно применяемой в рамках теории токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ):

$$J \propto U^m, \quad (1)$$

где m — показатель степени [9].

На участке 1 (рис. 3) выполняется закон Ома ($m = 1$). Участок 3 соответствует ловушечному квадратичному закону ТОПЗ ($m = 2$) [9]. На участке 2 выполняется условие $1 < m < 2$, здесь имеет место переход от закона Ома к квадратичному ловушечному закону ТОПЗ. Отклонение от закона Ома возникает, когда средняя концентрация инжектированных носителей заряда становится сравнимой с концентрацией носителей, освобождаемых термически (n_0) [9]. Переход от закона

Она к квадратичному ловушечному закону происходит при напряжении

$$V_x = \frac{en_0L^2}{\theta\varepsilon}, \quad (2)$$

где e — элементарный заряд, L — расстояние между контактами, ε — диэлектрическая проницаемость, θ — величина, характеризующая степень заполнения энергетических уровней ловушек [9]. Величина θ связана с энергией активации ловушек ($E_t - E_c$) следующим образом:

$$\theta = \frac{N_c}{gN_t} \exp \frac{E_t - E_c}{kT}, \quad (3)$$

где N_c — плотность состояний в зоне проводимости, g — коэффициент вырождения ГУ (статистический вес), N_t — концентрация ловушек, k — постоянная Больцмана [9].

Обычно переход от участка 1 к участку 3 происходит в достаточно узком диапазоне значений U . В нашем случае участок 2 является достаточно протяженным. Объяснить это можно следующим образом. Формулы (2) и (3) получены для случая, когда на ток влияет один дискретный энергетический уровень. Если имеется несколько групп ловушек, то уровень с наименьшим значением θ будет наиболее сильно ограничивать ток [9]. Возможно, в нашем случае работает несколько энергетических уровней ловушек с близкими значениями энергии активации $E_t - E_c$. Поэтому переход между участками 1 и 2 определяется несколькими близкими значениями V_x .

Так как омический участок 1 переходит непосредственно в ловушечный квадратичный закон (участок 3), то это означает, что энергетические уровни ловушек расположены выше равновесного уровня Ферми, в исходном состоянии все ловушки пустые [9].

В области высоких значений U (32–50 В) на участке 4 выполняется условие $m > 2$, что характерно для экспоненциального распределения ловушек [9].

Таким образом, установлено, что в тонких пластинах рубрена, изготовленных газотранспортным методом, механизмы токопрохождения могут быть описаны в рамках модели ТОПЗ. На проводимость оказывают влияние ловушки с энергетическими уровнями, энергия активации которых распределена в некоторой области значений.

Работа выполнена с использованием оборудования университета Ратгерса, Нью Джерси, США (Rutgers University, NJ, USA), научно-образовательного центра „Мера“ при Рязанском государственном университете им. С.А. Есенина и Регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования (РЦЗМкп) при Рязанском государственном радиотехническом университете.

Авторы выражают благодарность проф. В. Подзорову (Rutgers University) за предоставленные материалы и оборудование для роста кристаллов рубрена и в.н.с. Н.Н. Мельнику (ФИАН) за ценные обсуждения в ходе написания статьи.

Список литературы

- [1] *Gershenson M.E., Podzorov V., Morpurgo A.F.* // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78. N 3. P. 973–989.
- [2] *Oana D. Jurchescu, Auke Meetsma, Thomas T. M. Palstra* // Acta Cryst. B. 2006. V. 62. P. 330–334.
- [3] *Pavel Irkhin, Aleksandr Ryasnyanskiy, Marlus Koehler, Ivan Biaggio* // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 085 143(13).
- [4] *Ning Li, Brian E. Lassiter, Richard R. Lunt, Guodan Wei, Stephen R. Forrest* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 023 307.
- [5] *Podzorov V., Pudalov V.M., Gershenson M.E.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. N 11. P. 1739–1741.
- [6] *Pavel Irkhin, Ivan Biaggio* // PRL. 2011. V. 107. P. 017 402 (4).
- [7] *Anger F., Scholz R., Adamski E.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 013 308.
- [8] *Braga D., Battaglini N., Yassar A.* et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 77. P. 115 205(7).
- [9] *Ламперт М., Марк П.* Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973. 416 с.