

08

Адсорбция органической макромолекулы на свободном и эпитаксиальном графене со щелью в электронном спектре

© С.Ю. Давыдов,¹ О.В. Посредник²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет (ЛЭТИ),
197022 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: Sergei_Davydov@mail.ru

Поступило в Редакцию 14 октября 2024 г.

В окончательной редакции 14 октября 2024 г.

Принято к публикации 14 октября 2024 г.

Контакт органической макромолекулы со свободным и эпитаксиальным графеном, имеющим щель в электронном спектре, рассмотрен в рамках ранее предложенных модели оборванных связей с энергией ϵ_i и модели HOMO-LUMO (higher occupied and lower unoccupied molecular orbital). Основное внимание уделено локальным состояниям в щели, возникающим вследствие адсорбции макромолекулы, для энергии которых и чисел заполнения получены аналитические выражения. В качестве подложки для графена рассмотрены политипы SiC. Обсуждена возможность использования щелевого графена в резистивных биосенсорах.

Ключевые слова: макромолекула, щелевой графен, политипы SiC, локальные состояния.

DOI: 10.61011/JTF.2025.03.59862.324-24

Введение

В связи с растущим в последние годы интересом к биосенсорам в работе [1] была предложена модель адсорбции (адгезии) органической макромолекулы (ММ) на идеальном (бесщелевом) однолистном графене (SLG). В рамках предложенной в [1] модели оборванных связей (DBM — dangling bond model) предполагалось, что взаимодействие ММ с SLG осуществляется оборванными молекулярными связями фрагментов ММ, граничащих с SLG, или сшивками. В рамках DBM удалось оценить переход заряда между ММ и SLG, что, в свою очередь, позволило оценить энергию адсорбции (адгезии) ММ на SLG. Здесь мы рассмотрим связь ММ-SLG и как наличие щели в электронном спектре SLG влияет на переход заряда между ММ и графеновой подложкой.

Рассмотрим адсорбции ММ на свободном щелевом графене (gapped graphene) в рамках DBM. Щель в свободном SLG можно открыть, приложив к графеновому листу внешнее механическое напряжение [2]. Затем перейдем к эпитаксиальному графену, щель в спектре которого наводит полупроводниковая подложка [3] и рассмотрим адсорбцию ММ в модели HOMO-LUMO (higher occupied and lower unoccupied molecular orbital) [4].

Построенная таким образом структура полупроводниковый субстрат-SLG-ММ представляет собой модель биосенсора в исходном состоянии, когда тестируемая биомолекула еще не приведена в контакт с ММ [5]. Сигналом детектирования резистивного сенсора служит вызванное тестируемой биомолекулой изменение тока,

текущего вдоль SLG. Воспользовавшись аналитической теорией работы биосенсора на основе бесщелевого графена [5], кратко обсудим, к каким последствиям приводит наличие щели, хотя априорно ясно, что проводимость бесщелевого графена носит металлический характер, тогда как в случае щелевого графена проводимость имеет активационный (полупроводниковый) характер.

1. Макромолекула на свободном щелевом графене в модели DBM

Начнем с рассмотрения ММ, адсорбированной на свободном щелевом графене (free-standing gapped graphene), представив гамильтониан такой системы в виде

$$H = \sum_{\mathbf{k}} \epsilon_{gap}(\mathbf{k}) c_{\mathbf{k}}^+ c_{\mathbf{k}} \sum_i \epsilon_i a_i^+ a_i + \sum_{i,\mathbf{k}} \frac{V_i^2 (c_{\mathbf{k}}^+ a_i + a_i^+ c_{\mathbf{k}})}{\omega - \epsilon_{SLG}(\mathbf{k}) + i0^+}, \quad (1)$$

где закон дисперсии $\epsilon_{gap}(\mathbf{k})$ в низкоэнергетическом приближении имеет вид

$$\epsilon_{gap}(\mathbf{k}) = \pm \sqrt{\Delta^2 + (3tka/2)^2}, \quad (2)$$

2Δ — ширина щели, \mathbf{k} — волновой вектор, отсчитываемый от волнового вектора точки Дирака, которой приписывается энергия $\epsilon_D = 0$, t — энергия перескока электрона между ближайшими соседями в графене, находящимися на расстоянии $a = 1.42 \text{ \AA}$. ϵ_i — энергия i -й

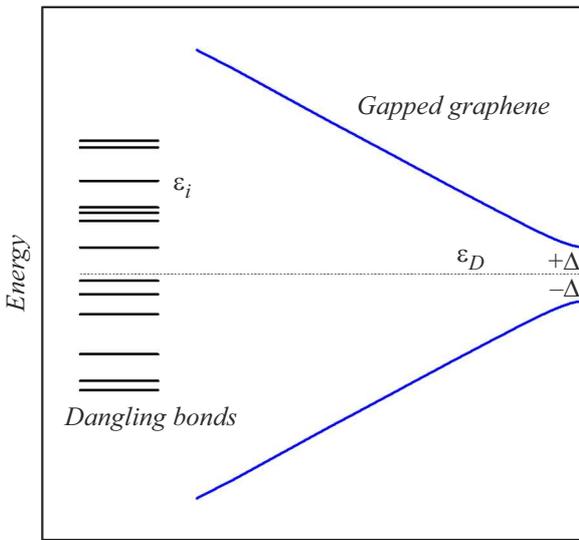


Рис. 1. Энергетическая диаграмма адсорбции ММ на щелевом графене (ε_i — энергия i -й оборванной связи ММ, ε_D — энергия точки Дирака, 2Δ — ширина щели, дисперсия $\varepsilon_{gap}(\mathbf{k})$ изображена для $\mathbf{k} \leq 0$).

оборванной связи ММ [1], V_i — энергия взаимодействия i -ой связи с графеном, $c_{\mathbf{k}}^{\pm}(c_{\mathbf{k}})$ — оператор рождения (уничтожения) электрона SLG в состоянии $|\mathbf{k}\rangle$, $a_i^{\pm}(a_i)$ — аналогичные операторы для i -й оборванной связи. При $ka \ll 2\Delta/3t \sim 0.1$ (см. ниже) спектр (2) принимает параболический вид $\varepsilon_{gap}(\mathbf{k}) \approx \pm\Delta \pm \hbar^2 k^2/2m^*$, где эффективная масса $m^* = 4\hbar^2\Delta/(3ta)^2$, \hbar — приведенная постоянная Планка. Рассматриваемую ситуацию иллюстрирует рис. 1.

Вследствие адсорбции плотность состояний (DOS) электрона на i -й связи (на одну проекцию спина) равна

$$\rho_i^{gap}(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_i^{gap}(\omega)}{(\omega - \varepsilon_i - \Lambda_i^{gap}(\omega))^2 + (\Gamma_i^{gap}(\omega))^2}. \quad (3)$$

Здесь ω — энергетическая переменная, функции уширения i -го квазиуровня равна $\Gamma_i^{gap}(\omega) = \pi V_i^2 \rho_{gap}(\omega)$, а соответствующая функция сдвига $\Lambda_i^{gap}(\omega)$ является гильберт-трансформантой функции $\Gamma_i^{gap}(\omega)$, где DOS щелевого графена $\rho_{gap}(\omega)$, согласно Приложению 2 работы [1], имеет вид

$$\rho_{gap}(\omega) = \begin{cases} \frac{2|\omega|}{\xi^2}, & \sqrt{\xi^2 + \Delta^2} \geq |\omega| \geq \Delta, \\ 0, & |\omega| < \Delta, \quad |\omega| > \sqrt{\xi^2 + \Delta^2}, \end{cases} \quad (4)$$

так что функция сдвига есть

$$\Lambda_i^{gap}(\omega) = \frac{2V_i^2}{\xi^2} \omega \ln \left| \frac{\omega^2 - \Delta^2}{\omega^2 - \Delta^2 - \xi^2} \right| \quad (5)$$

и $\xi = \sqrt{2\pi\sqrt{3}t}$ — энергия обрезания. При $\Delta = 0$ выражения (4) и (5) переходят в формулы (4) и (5) работы [1], где $\xi^2 = \xi^2/2$. При нулевой температуре

число заполнения i -й изначально оборванной связи представляет собой сумму

$$n_i^{gap} = (n_i^{gap})_{band} + (n_i^{gap})_{loc} \quad (6)$$

вклада валентной i -зоны графена

$$(n_i^{gap})_{band} = 2 \int_{-\sqrt{\xi^2 + \Delta^2}}^{-\Delta} \rho_i^{gap}(\omega) d\omega \quad (7)$$

и вклада находящегося в щели локального уровня, энергия которого определяется из уравнения

$$\varepsilon_i^{loc} = \varepsilon_i + \Lambda_i^{gap}(\varepsilon_i^{loc}), \quad (8)$$

равного

$$(n_i^{gap})_{loc} = v_i^{loc} \Theta(\mu - \varepsilon_i^{loc}), \quad (9)$$

$$v_i^{loc} = 2 \left| 1 - \frac{d\Lambda_i^{gap}(\omega)}{d\omega} \right|_{\varepsilon_i^{loc}}^{-1},$$

где $\Theta(\dots)$ — функция Хэвисайда, v_i^{loc} — фактор заполнения, μ — химический потенциал. Легко показать, что

$$\frac{d\Lambda_i^{gap}(\omega)}{d\omega} = \frac{2V_i^2}{\xi^2} \left[\ln \left| \frac{\omega^2 - \Delta^2}{\omega^2 - \Delta^2 - \xi^2} \right| + \frac{2\omega^2 \xi^2}{(\omega^2 - \Delta^2)(\omega^2 - \Delta^2 - \xi^2)} \right]. \quad (10)$$

Отметим, что в [17] подробно рассматривалась адсорбция на бинарных графеноподобных соединениях (GLC) типа $A_N B_{8-N}$. Так как GLC отличаются от щелевого графена только природой щели (полуширина которой равна $\Delta_{AB} = |\varepsilon_A - \varepsilon_B|/2$, где $\varepsilon_{A(B)}$ — энергия p -орбитали атома $A(B)$), то из сравнения результатов [12,17] следует, что главное отличие щелевого графена от бесщелевого состоит в наличие локальных состояний, энергия которых определяется из уравнения (8), графическое решение которого представлено на рис. 1, b работы [17]). В [17] (см. рис. 2–4) приведен также подробный анализ чисел заполнения при вариации параметров задачи. Здесь мы ограничимся только порядковыми оценками.

Так как $t \sim 3$ eV и $\xi \sim 10$ eV, то, как следует из табл. 2 обзора [3], для графена в подавляющем числе случаев $\Delta^2/\xi^2 \ll 1$. Тогда легко показать, что зонные вклады в числа заполнения оборванных связей для щелевого и бесщелевого графенов совпадают с точностью $\sim \Delta^2/\xi^2$. При $\Delta^2/\xi^2 \ll 1$ и $\omega^2 < \Delta^2$ для функции сдвига вместо (5) имеем $\Lambda_i^{gap} \approx -(2V_i^2 \omega/\xi^2) \ln[\xi^2/(\Delta^2 - \omega^2)]$. Что же касается локальных состояний, то при тех же условиях $d\Lambda_i^{gap}/d\omega \approx -(2V_i^2/\xi^2) [\ln[\xi^2/(\Delta^2 - \omega^2)] + 2\omega^2/(\Delta^2 - \omega^2)]$. На рис. 2 приведены типичные зависимости $\varepsilon_i^{loc}(\varepsilon_i)$ и $v_i^{loc}(\varepsilon_i)$. Легко показать, что при $\varepsilon_i \rightarrow \varepsilon_D$ имеем $\varepsilon_i^{loc} \rightarrow -(2V_i^2 \varepsilon_i/\xi^2) \ln(\xi^2/\Delta^2)$ и $v_i^{loc} \rightarrow (v_i^{loc})_{max} = 2[1 + (2V_i^2/\xi^2) \ln(\xi^2/\Delta^2)]^{-1}$; при $\varepsilon_i \rightarrow \pm\infty$ получаем $\varepsilon_i^{loc} \rightarrow \mp\Delta$ и $v_i^{loc} \rightarrow 0$. Таким

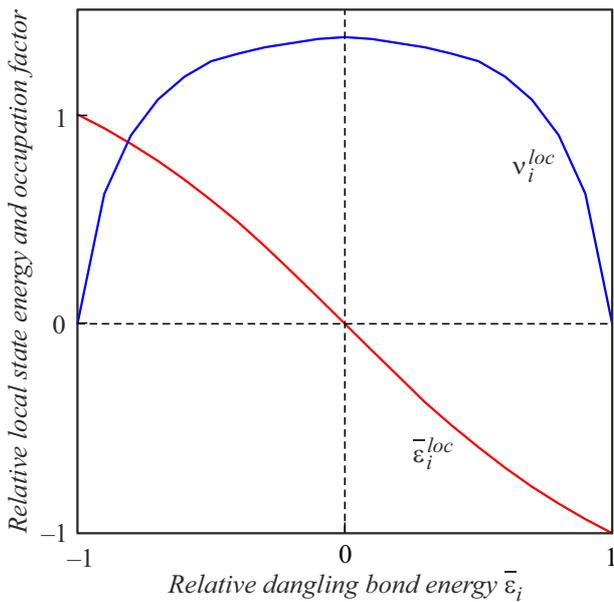


Рис. 2. Свободный графен: зависимости приведенной энергии i -го локального состояния $\bar{\epsilon}_i^{loc} = \epsilon_i^{loc}/\Delta$ и множителя v_i^{loc} от приведенной энергии i -й оборванной связи $\bar{\epsilon}_i = \epsilon_i/\Delta$.

образом, именно заполнение локальных уровней ϵ_i^{loc} будет определять различие перехода заряда в системах ММ-щелевой графен и ММ-бесщелевой графен (см. подробнее [17]).

2. ММ на эпитаксиальном графене. Модель НОМО-LUMO

Перейдем теперь к ММ, адсорбированной на эпитаксиальном щелевом графене, или щелевом эпиграфене (gapped epigraphene). В задаче об эпитаксиальных GLC на полупроводниках [7] получено точное выражение для DOS (справедливое и для щелевого графена), которое, однако, вследствие своей громоздкости, неудобно для последующего анализа. Поэтому прибегнем к ряду упрощений.

В качестве DOS полупроводниковой подложки $\rho_{sub}(\omega)$ примем модель Халдейна-Андерсона [8]:

$$\rho_{sub}(\Omega) = \begin{cases} \rho_{sc}, & |\Omega| \geq E_g/2, \\ 0, & |\Omega| < E_g/2, \end{cases} \quad (11)$$

где $\rho_{sc} = \text{const}$, $\Omega = \omega - \omega_0$, ω_0 — энергия центра запрещенной зоны шириной E_g (табл. 1), в результате чего получаем для электронных состояний щелевого графена функции уширения $\Gamma_{sub}(\omega) = \pi V^2 \rho_{sc}$ при $|\Omega| \geq E_g/2$, $\Gamma_{sub}(\omega) = 0$ при $|\Omega| \leq E_g/2$ и сдвига $\Lambda_{sub}(\Omega) = \rho_{sc} V^2 \ln |(\Omega - E_g/2)/(\Omega + E_g/2)|$, где V — матричный элемент связи графена с подложкой. Система щелевой графен-полупроводниковый субстрат представляют собой гетеропереходы, энергетические диаграммы которых представлены на рис. 4.27 в работе [9]. По

данным [10–13] для графена на поверхности $4H$ и $6H$ политипов SiC, ширина щели наведенной подложкой составляет десятые доли eV. Максимальная щель ~ 1.5 eV имеет место при контакте SLG с гексагональным двумерным нитридом бора h-BN. Таким образом, и в случае эпиграфена мы можем, как и выше, считать $\Delta^2/\xi^2 \ll 1$. Полученные в [14] значения ω_0 и энергии смещенной (за счет взаимодействия с субстратом) точки Дирака $\epsilon'_D = -\Lambda_{sub}(0)$, приведены в табл. 1.

Из таблицы следует, что энергетический интервал $(-\Delta + \epsilon'_D, \epsilon'_D + \Delta)$ при $\Delta < \epsilon'_D$ располагается в запрещенной зоне политипов карбида кремния, так что реализуется охватывающий гетеропереход I рода (straddling heterojunction) (см. [7] и рис. 1, b в [9]). Если щель перекрывается с зонами разрешенных состояний, говорят о разорванном переходе III рода (broken heterojunction) (см. [7] и рис. 1, c в [9]). В этом случае мы имеем аналог адсорбции на металле, когда щель исчезает [15].

Прибегнем к дальнейшему упрощению и для случая перекрытия щели с запрещенной зоной (гетеропереход I типа) будем использовать формулы разд. 1 для свободного щелевого графена, учитывая перенормировку точки Дирака $\epsilon_D = 0 \rightarrow \epsilon'_D$ (см. табл. 1). Таким образом, во все формулы разд. 1 следует вместо энергии ω ввести $\omega' = \omega - \epsilon'_D$ [14]. Подчеркнем, что использование для DOS эпиграфена формулы (3), относящейся к свободному графену (а не GLC DOS [9]), допустимо только для режима слабой связи графен-подложка $V^2/t^2 \ll 1$. Такое упрощение достаточно целесообразно, так как в режиме сильной связи $V^2/t^2 \gg 1$ графен практически распадается на независимые адатомы углерода, утрачивая при этом свои уникальные свойства.

Для дальнейших оценок воспользуемся моделью НОМО-LUMO [4], являющейся упрощенным вариантом DBM: из всего набора оборванных орбиталей ММ выбираются только две — наивысшая заполненная орбиталь НОМО (ϵ_-) и наинизшая свободная орбиталь LUMO (ϵ_+). Тогда для описания взаимодействия этих орбиталей с бесщелевым эпиграфеном можно использовать гамильтониан (1), где $i = +, -$, а вместо (2) ввести $\epsilon'_{gap}(\mathbf{k}) = \epsilon'_D \pm \sqrt{\Delta^2 + (3tka/2)^2}$. Теперь выражение (3) принимает вид

$$\rho_m^{gap}(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_m^{gap}(\omega')}{(\omega' - \epsilon_m - \Lambda_m^{gap}(\omega'))^2 + (\Gamma_m^{gap}(\omega'))^2}, \quad (12)$$

где $\omega' = \omega - \epsilon'_D$. Зонный вклад в числа заполнения n_{\mp}^{gap} орбиталей НОМО и LUMO при нулевой температуре равен

$$(h_{\mp}^{gap})_{band} = 2 \int_{-\sqrt{\xi^2 + \Delta^2} - \epsilon'_D}^{-\Delta - \epsilon'_D} \rho_{\mp}^{gap}(\omega) d\omega, \quad (13)$$

а локальный вклад $(n_{\mp}^{gap})_{loc}$ дается формулой (8) с заменой индекса i на \mp , так что $\epsilon_{\mp}^{loc} = \epsilon_{\mp} + \Lambda_{\mp}^{gap}(\epsilon_{\mp}^{loc})$.

Таблица 1. Ширина запрещенной зоны E_g , положение ее центра ω_0 (относительно точки Дирака свободного графена $\varepsilon_D = 0$) и энергия смещенной точки Дирака $\varepsilon'_D = -\Lambda_{sub}(0)$ в eV

Политип SiC	8H	21R	6H	15R	27R	4H
E_g	2.86	2.96	3.00	3.06	3.13	3.23
$-\omega_0$	0.51	0.50	0.45	0.37	0.34	0.29
ε'_D	0.75	0.70	0.62	0.49	0.44	0.36

Таблица 2. Энергии ионизации I и сродства к электрону A фрагментов MM в eV [17]

Фрагмент MM	O ₂	NO	NH	CH ₂	NH ₂	CH ₃
I	12.07	9.26	13.1	10.4	10.15	9.84
A	0.44	0.03	0.37	0.65	0.76	1.07

Следует также иметь в виду, что в (8) положение химического потенциала определяется MM и щелевым SLG, тогда как в данном случае добавляется SiC-субстрат.

Рассмотрим в качестве иллюстрации случай, когда центр запрещенной зоны политипа SiC совпадает с точкой Дирака щелевого графена и оба материала являются недопированными, т.е. $\omega_0 = \varepsilon_D = \mu = 0$ [16]. При этом переход заряда между SiC и графеном отсутствует. Так как $\Delta \ll E_g/2$ (охватывающий гетеропереход), то в задаче о локальных состояниях наличием SiC-подложки можно пренебречь и пользоваться формулами разд. 1. Исходя из табл. 2, положим $\varepsilon_- = -(I(\text{NO}) - \varphi_{SLG})$ и $\varepsilon_+ = -(A(\text{CH}_3) - \varphi_{SLG})$, где работа выхода графена $\varphi_{SLG} = 4.5 \text{ eV}$ [1]. Тогда $\varepsilon_- \approx -4.8 \text{ eV}$ и $\varepsilon_+ \approx -3.4 \text{ eV}$, так что $\varepsilon_{\pm}^{loc} \sim \mp \Delta$ и $v_{\pm}^{loc} \sim 0$. Если, однако, учесть потенциал изображения $V_{im} = e^2/4d$, где d — расстояние между фрагментом MM и графеном, то энергия ионизации уменьшается $I \rightarrow I - V_{im}$, а энергия сродства возрастает $A \rightarrow A - V_{im}$ [18] (при $d = 2.5 \text{ \AA}$ получаем $V_{im} \sim 2 \text{ eV}$). В этом случае нужен уже расчет, а не порядковые оценки.

Если предположить, что именно 3D-подложка диктует всей структуре значение μ , то для заполнения локальных уровней ε_-^{loc} и ε_+^{loc} следует использовать SiC-подложку соответственно с n - и p -типом проводимости. Далее, если $T \neq 0$ и химический потенциал близок к какому-либо уровню ε_i^{loc} , то с повышением температуры электрон (дырка), локализованный на этом уровне, может перейти в зону проводимости (в валентную зону) [19]. Таким образом, локальные уровни в щелевом графене играют ту же роль, что и примесные уровни в полупроводнике.

Изменения электронных состояний в системе SiC-подложка — бесщелевой SLG — антители, вызванные подключениями антигена к антители, обсуждались в работе [5]. Было выдвинуто предположение, что влияние антигена на антители сводится к сдвигу энергий оборванных связей и изменению их уширения, или в рассматриваемом здесь случае к вариации характеристик

орбиталей HOMO и LUMO в формуле (11). Рассчитать такие изменения в настоящее время возможным не представляется, так как сшивки фрагментов биомолекул антителя и антигена осуществляется мономерами-коннекторами (см. рис. 2 в [20]).

Заключительные замечания

Рассмотренная в работе система SiC-SLG-биомолекула (выступающая в роли антителя) представляет собой модель биосенсора в исходном состоянии, когда тестируемая биомолекула (антиген) еще не приведена в контакт с антителим. Сигналом детектирования антителя служит вызванное антигеном изменение проводимости графена $\sigma_{SLG} = en_{SLG}\mu_{SLG}$, где e — элементарный заряд, n_{SLG} и μ_{SLG} — концентрация и подвижность носителей заряда. Бесщелевой графен обладает металлической проводимостью, а щелевой графен характеризуется активационной (полупроводниковой) проводимостью. Активационный характер связан с термической делокализацией электронов с уровней ε_i^{loc} , расположенных внутри щели. Выше мы упоминали два способа открытия щели в спектре графена: деформация и влияние подложки. Однако еще одним способом функционализации графена является адсорбция. Если спекулятивно представить, что подключение антигена к антителим может вызывать появление щели, то это был бы наилучший вариант работы сенсора, так как смену типа проводимости графена легче детектировать, чем ее изменение (см. подробнее формулу (10) в [5], куда в случае щелевого графена должен быть включен вклад локальных состояний).

Финансирование работы

Давыдов С.Ю. признателен РНФ за финансовую поддержку (грант 22-12-00134).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] С.Ю. Давыдов. ФТТ, **64** (12), 2050 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.12.53661.452 [S.Yu. Davydov. Phys. Solid State, **64** (12), 2018 (2022). DOI: 10.21883/PSS.2022.12.54400.452]
- [2] И.В. Антонова. УФН, **192**, 609 (2022). [I.V. Antonova. Phys. Usp., **65**, 567 (2022).]
- [3] И.В. Антонова. ФТП, **50** (1), 67 (2016). [I.V. Antonova. Semiconductors, **50** (1), 66 (2016). DOI: 10.1134/S106378261601005X]
- [4] С.Ю. Давыдов, А.А. Лебедев. ФТТ, **65** (12), 2048 (2023). DOI: 10.61011/FTT.2023.12.56719.4910k [S.Yu. Davydov, A.A. Lebedev. Phys. Solid State, **65** (12), (2023).]
- [5] С.Ю. Давыдов. ФТТ, **66** (2), 306 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.02.57256.251 [S.Yu. Davydov. Phys. Solid State, **66** (2), 293 (2024). DOI: 10.61011/PSS.2024.02.57928.251]
- [6] С.Ю. Давыдов. ФТП, **51** (2), 226 (2017). DOI: 10.21883/FTP.2017.02.44110.8336 [S.Yu. Davydov. Semiconductors, **51** (2), 217 (2017). DOI: 10.1134/S1063782617020051]
- [7] С.Ю. Давыдов. ФТТ, **58** (6), 1182 (2016). [S.Yu. Davydov. Phys. Solid State, **58** (6), 1222 (2016)].
- [8] С.Ю. Давыдов, С.В. Трошин. ФТТ, **49**, 1603 (2007). [S.Yu. Davydov, S.V. Troshin. Phys. Solid State, **49**, 1583 (2016). DOI: 10.1134/S1063783416040041]
- [9] Ф. Бехштедт, Р. Эндерлайн. *Поверхности и границы раздела полупроводников*, пер. с англ. под ред. И.П. Звягина (Мир, М., 1990), 484 с. [F. Bechstedt, R. Enderlein. *Semiconductor surfaces and interfaces*. (Akademie-Verlag, Berlin, 1988), 441 p.]
- [10] S. Kim, J. Ihm, H.J. Choi, Y.-W. Son. Phys. Rev. Lett., **100**, 176802 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.176802
- [11] X. Cao, J. Shi, M. Zhang, X. Jiang, H. Zhong, P. Huang, Y. Ding, M. Wu. J. Phys. Chem. C, **120**, 11299 (2016). DOI: https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.6b03308
- [12] R. Nandee, M.A. Chowdhury, A. Shahid, N. Hossain, M. Rana. Results in Engineer., **15**, 100474 (2022). www.sciencedirect.com/journal/results-in-engineering
- [13] E.H. Hasdeo, L.P.A. Krisna, M.Y. Hanna, B.E. Gunara, N.T. Hung, A.R.T. Nugraha. J. Appl. Phys., **126**, 035109 (2019). DOI: 10.1063/1.5100985
- [14] С.Ю. Давыдов. ФТТ, **65** (11), 2024 (2023). DOI: 10.61011/FTT.2023.11.56561.183 [S.Yu. Davydov. Phys. Solid State, **58** (11), 1942 (2023). DOI: 10.61011/PSS.2023.11.57332.183]
- [15] С.Ю. Давыдов. ФТТ, **53** (4), 779 (2016). [S.Yu. Davydov. Phys. Solid State, **53** (4), 804 (2016). DOI: 10.1134/S1063783416040041]
- [16] С.Ю. Давыдов, О.В. Посредник. ФТП, **57** (9), 758 (2023). DOI: 10.61011/FTP.2023.09.56991.5558 [S.Yu. Davydov, O.V. Posrednik. Semiconductors, **57** (9), 733 (2023).]
- [17] *Физические величины*, справочник, под ред. Е.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. (Энергоатомиздат, М., 1991)
- [18] *Theory of Chemisorption* ed. by J.R. Smith (Springer-Verlag, Berlin, 1980), Ch. 7. пер. Теория хемосорбции, под ред. Дж.Р. Смита (Мир, М., 1983). гл. 7.
- [19] С.Ю. Давыдов. ЖТФ, **86** (7), 145 (2016). [S.Yu. Davydov. Tech. Phys., **61** (7), 1106 (2016). DOI: 10.1134/S1063784216070100]
- [20] С.Ю. Давыдов. ФТТ, **66** (8), 1450 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.08.58615.91