

УДК 621.315.592

## Локальное легирование монослойного WSe<sub>2</sub> на пьезоэлектрических подложках GaInP<sub>2</sub> и GaN

© В.Ю. Аксенов, А.В. Анкудинов, А.С. Власов, М.С. Дунаевский, В.Н. Жмерик, Д.В. Лебедев, К.В. Лихачев, В.А. Перескокова, А.М. Минтаиров<sup>†</sup>

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

<sup>†</sup> E-mail: amintairov@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 19 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 27 октября 2024 г.

Принята к публикации 27 октября 2024 г.

Показано бесконтактное локальное легирование монослойного WSe<sub>2</sub>, перенесенного на пьезоэлектрические эпитаксиальные структуры на основе InP/GaInP<sub>2</sub> и GaN, имеющие вариации поверхностного потенциала амплитудой  $\sim 0.1$  В и размером  $\sim 0.2$ – $1$  мкм. Используя измерения поверхностного потенциала с помощью сканирующей зондовой микроскопии, а также измерения оптического отражения, фотолюминесценции и рамановской спектроскопии мы наблюдали вариации интенсивности излучения заряженного экситона (триона) и интенсивности рамановского рассеяния света на оптическом фоне, обусловленные вариациями поверхностного потенциала монослоев WSe<sub>2</sub>, что указывает на локальное легирование на уровне  $n \sim 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Наши результаты могут быть использованы для создания вигнеровских квантовых точек в дихалькогенидах переходных металлов, что перспективно для реализации помехоустойчивых топологических квантовых вычислений при комнатной температуре и без магнитного поля.

**Ключевые слова:** двумерные полупроводники, локальное легирование, оптическая спектроскопия, кельвин-зондовая микроскопия.

DOI: 10.61011/FTP.2024.08.59198.6252H

### 1. Введение

В двумерных (2D) структурах электроны могут связываться с вихрями квантов магнитного потока с образованием составных частиц — энионов, имеющих дробную квантовую статистику [1], что можно использовать для реализации помехоустойчивых топологических квантовых вычислений [2–4]. Энионы образуются в поперечном магнитном поле в режиме дробного квантового эффекта Холла, который наблюдался в полупроводниковых гетероструктурах GaAs/AlGaAs [5], Si/Ge [6], MgZnO/ZnO [7], GaN/AlGaN [8], а также в атомарно-тонких 2D материалах [9], таких как графен [10] и дихалькогениды переходных металлов WSe<sub>2</sub> [11]. В структурах с квантовым ограничением, т.е. квантовых лужах (островках, имеющих несколько электронов), энионы могут формироваться в нулевом магнитном поле в режиме вигнеровской локализации, что наблюдалось в квантовых проволоках GaAs/AlGaAs [12], квантовых точках InP/GaInP<sub>2</sub> [4] и в примесных центрах топологических сверхпроводников Fe(Te,Se) [13]. Режим вигнеровской локализации реализуется при относительно низкой плотности электронов  $n$ , когда среднее расстояние между ними больше боровского радиуса ( $a_B^*$ ), что соответствует безразмерному радиусу Вигнера–Зейтца  $r_s = 1/[a_B^*(\pi \cdot n)^{0.5}] > 1$  и при температурах  $T < \hbar\omega_0/k$ , где  $\hbar\omega_0$  — энергия квантового ограничения, а  $k$  — постоянная Больцмана. Для полупроводниковых гетероструктур этот режим реализуется при  $n \sim 10^{10}$  см<sup>-2</sup>

и гелиевых температурах [4,11,12]. Вигнеровская локализация существенно усиливается в дихалькогенидах переходных металлов (MoS<sub>2</sub>, WSe<sub>2</sub> и др.) за счет малой диэлектрической проницаемости и относительно большой эффективной массы электронов, обусловленной  $d$ -оболочками переходного металла [14], и в монослойном (1М) WSe<sub>2</sub>, состояния дробного квантового эффекта Холла наблюдались при  $n \sim 10^{12}$  см<sup>-2</sup> [10], что соответствует  $r_s \sim 3$  энергии квантового ограничения  $\hbar\omega_0 \sim 50$  мэВ и гарантирует существование энионов при комнатной температуре. Эксперименты по измерению туннельного транспорта (кулоновской блокады) в квантовых точках 1М-WSe<sub>2</sub>, сформированных электростатическими затворами, демонстрируют, однако, на порядок более низкие значения  $\hbar\omega_0$  и подавление одноэлектронных туннельных переходов [15,16], что свидетельствует о высокой плотности дефектов, обусловленных процессом нанесения контактов [15]. Таким образом, развитие методов бесконтактного локального легирования, которые могут существенно понизить плотность дефектов, является весьма актуальным для реализации энионных квантовых луж в дихалькогенидах переходных металлов.

В данной работе мы предлагаем и реализуем бесконтактный метод селективного локального легирования чешуек дихалькогенидов переходных металлов *in situ* с использованием пьезоэлектрических подложек, имеющих поверхностные потенциальные ямы, индуцированные структурными неоднородностями. Такие неоднородности действуют как фиксированные встроенные затво-

ры, которые вытягивают электроны/дырки из соседних областей чешуйки/подложки и обеспечивают формирование вигнеровских островков для соответствующего размера и глубины ям. Это исключает необходимость использования металлических нанозлектродов и соответствующего процессинга для получения квантовых луж, что позволяет изучать их свойства бесконтактными оптическими методами. В частности, локальное легирование можно контролировать с помощью спектров фотолюминесценции (ФЛ), контролируя интенсивность излучения пика заряженного экситона (триона) [14,17]. Три типа пьезозлектрических подложек, а именно GaInP<sub>2</sub>, InP/GaInP<sub>2</sub> и GaN были использованы для переноса чешуек 1M-WSe<sub>2</sub> и протестированы с помощью измерений поверхностного потенциала, спектров экситонного отражения, конфокальной ФЛ и комбинационного рассеяния света (КРС). Наши измерения и анализ демонстрируют присутствие локального легирования 1M-WSe<sub>2</sub> до уровня  $n \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в областях размером 0.2–1 мкм, индуцированных структурными неоднородностями пьезозлектрических подложек, что открывает путь к созданию самоорганизованных энионов в атомарно-тонких двумерных полупроводниках и важно для реализации топологических квантовых вычислений при комнатной температуре и нулевом магнитном поле.

## 2. Объект и методы исследования

Структуры со слоями GaInP<sub>2</sub> толщиной  $d = 70\text{--}1500 \text{ нм}$  выращивались на подложке GaAs, ориентированной вдоль направления [001] при температуре 720°C методом газозазной эпитаксии из металлорганических соединений, и имели упорядочение атомов Ga и In CuPt<sub>B</sub>-типа, что соответствует ромбоэдрической монослойной сверхрешетке InP<sub>1</sub>/GaP<sub>1</sub>, ориентированной вдоль направлений [111]<sub>B</sub> и имеющей встроенное электрическое поле [18].

В структурах InP/GaInP<sub>2</sub> при эпитаксиальном росте на слой GaInP<sub>2</sub> толщиной 500 нм высаживались  $\sim 3$  монослоя InP, которые зарацивались слоем GaInP<sub>2</sub> толщиной 40 нм. В результате на глубине 40 нм формировались островки (квантовые точки) InP, имеющие диаметр  $\sim 100 \text{ нм}$ , высоту  $\sim 10 \text{ нм}$  и плотность  $5 \text{ мкм}^{-2}$  [19]. Локальные напряжения в такой структуре создают неоднородности поверхностного потенциала, который обеспечивает легирование InP-точек электронами [20].

Структуры со слоями GaN толщиной  $\sim 1 \text{ мкм}$  и полярностью N-типа были выращены на  $c\text{-Al}_2\text{O}_3$  с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии при температуре 690°C в условиях обогащения металлом при эффективном соотношении потоков Ga/N<sub>2</sub> = 1.1–1.3 [21]. Слои GaN содержали вертикальные инверсионные домены, т.е., включения с обратной полярностью, проникающие на всю толщину слоя и создающие поверхностные потенциальные ямы. При соотношении потоков 1.3 на поверхности слоя образовывались капли

галлия размером до нескольких микрометров и плотностью  $0.1 \text{ мкм}^{-2}$ .

Монослойные чешуйки WSe<sub>2</sub> механически отделялись от объемного монокристалла и переносились на структуры GaInP<sub>2</sub>, InP/GaInP<sub>2</sub> и GaN с помощью полидиметилсилоксановой клейкой ленты (скотча). Кроме этого, использовались тестовые подложки — слои SiO<sub>2</sub>/Si толщиной 300 нм.

Для полученных структур были измерены карты топографии и поверхностного потенциала с пространственным разрешением  $\sim 200 \text{ нм}$  с помощью атомно-силового микроскопа ИНТЕГРА Аура (НТ-МДТ СИ, Россия) с использованием зондов Кельвина, как описано в работе [18]. Спектры и карты интенсивности ФЛ и КРС измерялись и анализировались с использованием конфокального микроскопа (Spectra NT-MDT SI) и встроенного программного обеспечения IA\_P9. Микроскоп оснащен спектрометром (SOL Instruments) и ПЗС-матрицей (Andor). Спектры возбуждались полупроводниковым лазером с длиной волны  $\lambda = 532 \text{ нм}$  ( $\hbar\omega = 2.33 \text{ эВ}$ ) и мощностью 5 мВт. Излучаемый/рассеянный от образца свет собирался с помощью объектива с числовой апертурой, равной 0.7, и входным отверстием диаметром 100 мкм, что обеспечивало сбор сигнала из объема  $< 5 \text{ мкм}^3$  и пространственное разрешение около мкм. Для регистрации спектров отражения свет от галогеновой лампы конденсировался в одномодовое волокно. На выходе из волокна с помощью системы линз создавался параллельный поток, который через светоделитель вводился в конфокальную схему, используемую для измерения спектров ФЛ. Размер облучаемой области составлял несколько микрон в диаметре.

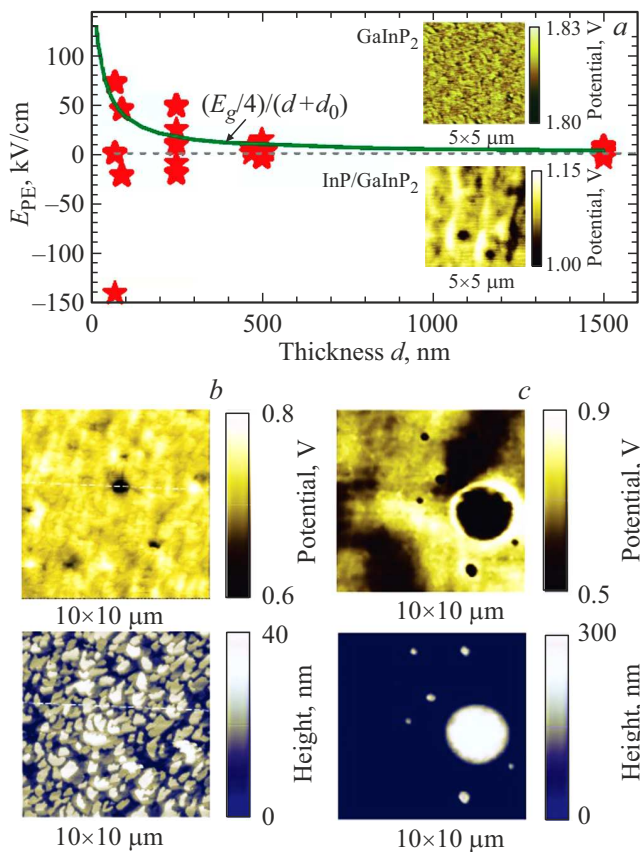
Значения встроенного электрического поля  $E_{PE}$  слоев GaInP<sub>2</sub> рассчитывалось с использованием формулы  $E_{PE} = (U_{s0} - U_{GaAs})/d$ , где  $U_{s0}$  — поверхностный потенциал слоя, усредненный по площади образца,  $U_{GaAs} = 1.1 \text{ В}$  — потенциал подложки, измеренный в картах потенциала поверхности скола (1 $\bar{1}0$ ).

В оптических спектрах измерялись положение  $-\nu/\lambda$ , ширина на половине максимума  $-\gamma$  и интенсивность  $-I$  фоновый пика в спектрах рамановского рассеяния света и экситонного/трионного пика в спектрах ФЛ/отражения флейков 1M-WSe<sub>2</sub>, а также исследовалась пространственная вариация этих параметров от рельефа поверхностного потенциала  $U_s$ . Положение пика ФЛ использовалось для идентификации 1M и 2M чешуек. Локальное легирование оценивалось по соотношению интенсивностей экситонного и трионного пиков [17] — последний доминирует в спектрах ФЛ/отражения для  $n \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

## 3. Основные результаты

### 3.1. Пьезозлектрические свойства подложек

Измерения слоев GaInP<sub>2</sub> показали, что поверхностный потенциал  $U_{s0}$  для одной толщины имеет разброс



**Рис. 1.** Зависимость встроенного электрического поля  $E_{PE}$  слоев  $\text{GaInP}_2$  от толщины  $d$  (эксперимент — звездочки, расчет — кривая) для пиннинга уровня Ферми  $E_g/4$ , где  $E_g = 1.9$  эВ — ширина запрещенной зоны  $\text{GaInP}_2$  и  $d_0 = 20$  нм (a), карта поверхностного потенциала (размер  $5 \times 5$  мкм<sup>2</sup>) слоя  $\text{GaInP}_2$  с  $d = 500$  нм (a, верхняя вставка) и структуры  $\text{InP/GaInP}_2$  (a, нижняя вставка); карты поверхностного потенциала (верх) и рельеф поверхности (низ) слоев  $\text{GaN}$ , выращенных при соотношении потоков  $\text{Ga}/\text{N}_2 \cdot 1.1$  (b) и 1.3 (c). (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

значений от 0.2 до 2.4 В, что соответствует разбросу встроенного поля  $E_{PE}$  от  $\pm 100$  до  $\pm 7$  кВ/см и показано на рис. 1, a для  $d = 70, 250, 500$  и 1500 нм. Разброс значений  $E_{PE}$  обусловлен разной релаксацией  $\text{CuPt}_B$  атомно-упорядоченных доменов и переключением между напряженным (кубическим) и релаксированным (ромбоэдрическим) расположением атомов, возникающим при выкалывании образца или, другими словами, при мартенситном переходе [22]. Кроме этого,  $|E_{PE}|$  уменьшается на порядок с увеличением  $d$  от 70 до 1500 нм, что обусловлено пиннингом уровня Ферми, который описывается функцией  $E_{PE}(d) = E_g/4/(d+d_0)$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны  $\text{GaInP}_2$  (1.9 эВ) и  $d_0 = 20$  нм, приведенной на рис. 1, a для  $E_{PE} > 0$ . Пиннинг уровня Ферми соответствует пьезоэлектрическому легированию, поскольку  $E_{PE} > 0$  ( $E_{PE} < 0$ ) перемещает валентную зону (зону проводимости) к уровню

Ферми и достигает вырожденной концентрации для  $|E_{PE}| = 100$  кВ/см уже при  $d = 150$  нм.

Измерения зондовой микроскопии показывают, что рельеф поверхностного потенциала  $U_s$  слоев  $\text{GaInP}_2$  слабо зависит от  $E_{PE}$  и  $d$  и имеет мелкие поверхностные потенциальные ямы (ППЯ) глубиной  $\Delta U_s \sim 0.01$  В, размером  $\sim 100$  нм и плотностью  $\sim 5$  мкм<sup>-2</sup> (см. карту  $U_s$  для  $d = 500$  нм, приведенную на верхней вставке на рис. 1, a).

В  $\text{InP/GaInP}_2$ -структурах рельеф  $U_s$  меняется существенным образом — размер ППЯ увеличивается до 200 нм, плотность уменьшается в 2 раза, и они становятся на порядок глубже (см. нижнюю вставку на рис. 1, a).

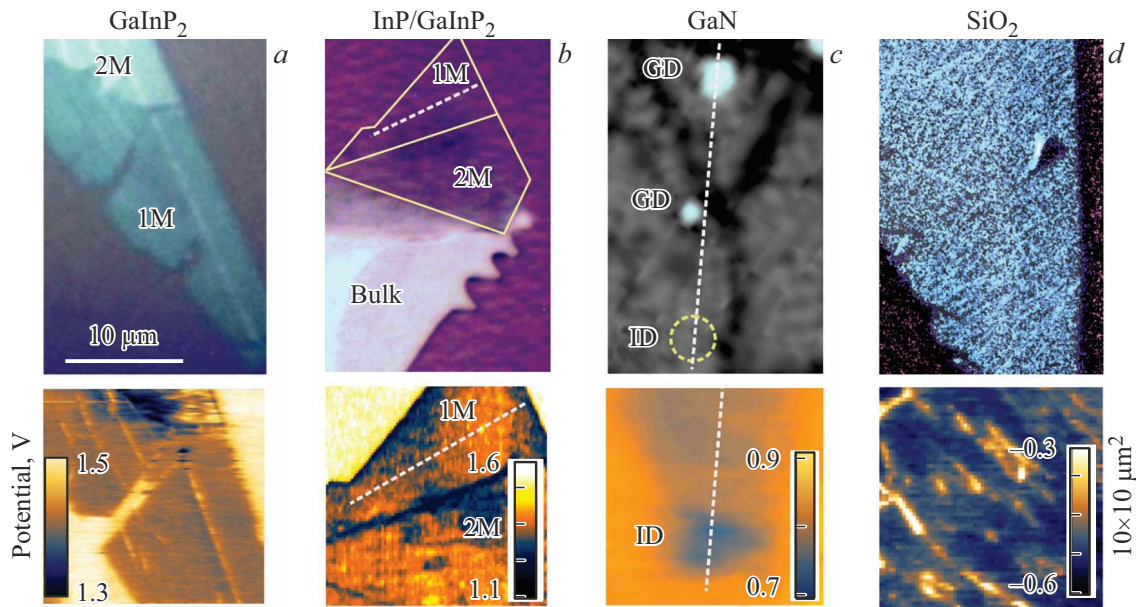
Измерения потенциального рельефа слоя  $\text{GaN}$ , выращенного при соотношении потоков  $\text{Ga}/\text{N}_2 \cdot 1.1$  (см. рис. 1, b, сверху) показывают  $U_{s0} \sim 0.7$  В и наличие ППЯ размером 0.2–1 мкм,  $\Delta U_s$  до 0.15 В и плотностью 0.5 мкм<sup>-2</sup>, обусловленные инверсными доменами (ИД). Слой имеет зернистую поверхность с размером зерна  $\sim 1$  мкм и высотой  $\sim 30$  нм (см. рис. 1, b, внизу). При этом адгезия 1М- $\text{WSe}_2$  чешуек к слою была низкой, что приводило к их отлипанию от этого слоя и что, по-видимому, обусловлено зернистой структурой поверхности. Капли галлия (КГ) в слое с соотношением потоков 1.3 дают ППЯ с  $\Delta U_s$  до 0.2 В (см. рис. 1, c, сверху) и поверхность слоя между каплями выглаживается. При этом плотность ИД увеличивается, и они сливаются в области размером до нескольких микрометров. Для этого слоя перенос чешуек 1М- $\text{WSe}_2$  был успешным.

### 3.2. Поверхностный потенциал 1М- $\text{WSe}_2$ структур

На рис. 2, a–d приведены оптические изображения (размер  $\sim 20 \times 40$  мкм) и карты поверхностного потенциала (размер  $10 \times 10$  мкм) чешуек 1М- $\text{WSe}_2$  на  $\text{GaInP}_2$ ,  $\text{InP/GaInP}_2$ ,  $\text{GaN}$  и  $\text{SiO}_2$ . Размер перенесенных чешуек варьируется от  $\sim 5 \times 15$  мкм для  $\text{InP/GaInP}_2$ ,  $\sim 10 \times 25$  мкм для  $\text{GaInP}_2$  и  $\sim 20 \times 40$  мкм для  $\text{SiO}_2$  до  $\sim 35 \times 65$  мкм для  $\text{GaN}$  (см. рис. 4, ниже), так что для последней в оптическом изображении видна только часть чешуйки.

Для  $\text{GaInP}_2$  на оптическом изображении 1М- $\text{WSe}_2$  чешуйки (см. рис. 2, a) видны дефекты переноса — трещины (поперечные темные полосы) и остатки скотча (светлые продольные полосы) шириной  $\sim 1$  мкм, а также кусочки 2М- $\text{WSe}_2$  (наверху). Величина  $U_{s0}$  1М чешуйки составляет 1.4 В, что на 0.1 В меньше, чем  $U_{s0}$  подложки  $\text{GaInP}_2$  (1.5 В), которая обусловлена встроенным электрическим полем 10 кВ/см (см. рис. 1, a). Потенциал чешуйки имеет мелкий рельеф с амплитудой  $\Delta U_s < 0.01$ . Также имеется особенность с  $\Delta U_s \sim \pm 0.02$  В вдоль дефектов. Аналогичные дефекты видны и для подложки  $\text{SiO}_2$  (см. рис. 2, d), для которой  $U_{s0}$  уменьшается почти на 2 В и равен  $-0.5$  В. При этом  $U_{s0}$  подложки равен  $-0.9$  В.

Для  $\text{InP/GaInP}_2$  (см. рис. 2, b) чешуйка 1М- $\text{WSe}_2$  не видна в оптическом изображении и была идентифицирована по карте поверхностного потенциала (см. рис. 2, b,



**Рис. 2.** Оптические изображения и карта поверхностного потенциала (нижние вставки) чешуек WSe<sub>2</sub> на GaInP<sub>2</sub> (a), InP/GaInP<sub>2</sub> (b), GaN (c) и SiO<sub>2</sub> (d). Сплошные линии на (b) показывают границы 1M и 2M чешуек, определенные из карты поверхностного потенциала (на вставке внизу); пунктирные прямые на (b) и (c) — линии (ось *x*), вдоль которых приведены зависимости на рис. 3, *b–e*. На (c) отмечены капли галлия — GD и инверсный домен — ID (см. карту потенциала на нижней вставке), обведенный пунктирным кругом.

внизу).  $U_{s,0}$  чешуйки (1.3 В) ниже подложки (1.5 В) на 0.3 В и уменьшается к краям до 1.2 В. Рельеф потенциала представлен „холмами“ высотой 0.2 В, размером  $\sim 200$  нм и плотностью  $5 \text{ мкм}^{-2}$ , обусловленными InP-квантовыми точками.

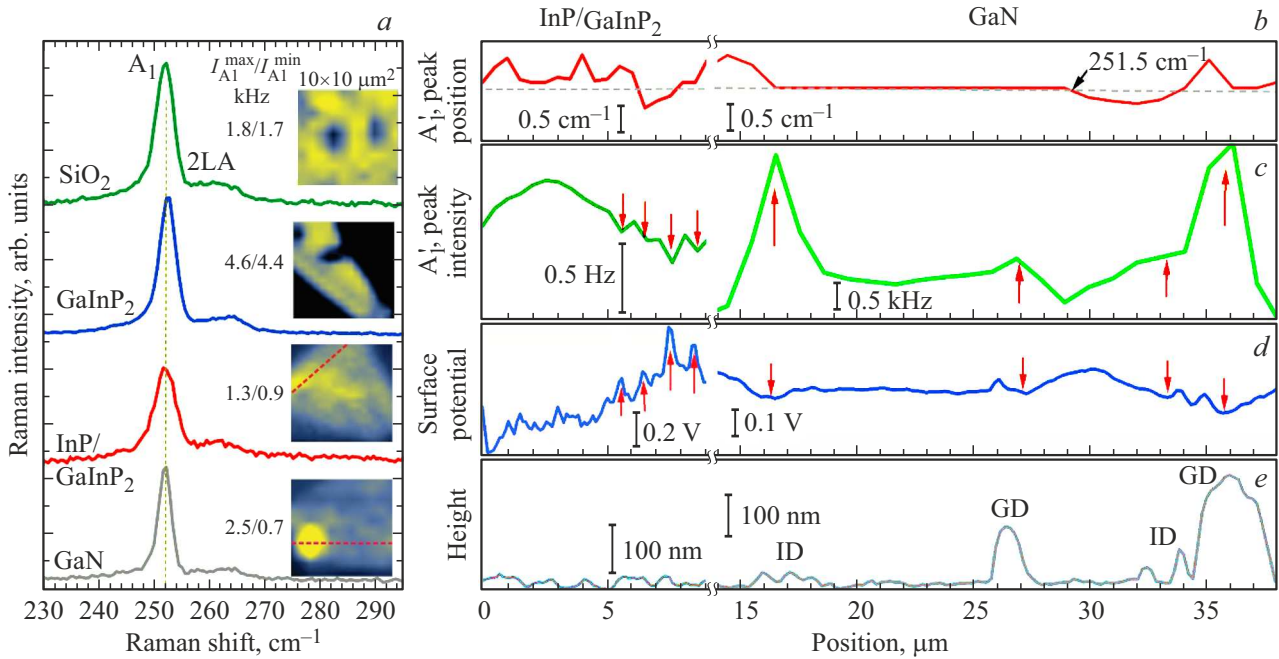
Для GaN (см. рис. 2, c) в оптическом изображении чешуйки 1M-WSe<sub>2</sub> видны разрывы в центре и вверху — темные полосы шириной 1–2 мкм. Чешуйка, таким образом, разделяется на три части: верхняя треугольная размером  $\sim 10$  мкм и две центральные с разрезом по центру, полностью не попавшие в поле изображения. Чешуйки имеют зернистую структуру с размером зерна  $\sim 1$  мкм. Левая и верхняя чешуйки наложены на КГ (светлые пятна) размером  $\sim 1$  и 2 мкм. Измерения  $U_s$  показали, что потенциал чешуйки повторяет потенциал подложки (см. рис. 1, c и 4, d, ниже), на рис. 2, c показана ППЯ ИД глубиной 0.05 В, расположенная в нижней части левой чешуйки, отмеченной пунктирным кружком. Для ППЯ КГ  $\Delta U_s \sim 0.1$  В и размер  $\sim 1$  мкм (см. ниже).

### 3.3. Спектры комбинационного рассеяния структур 1M-WSe<sub>2</sub>

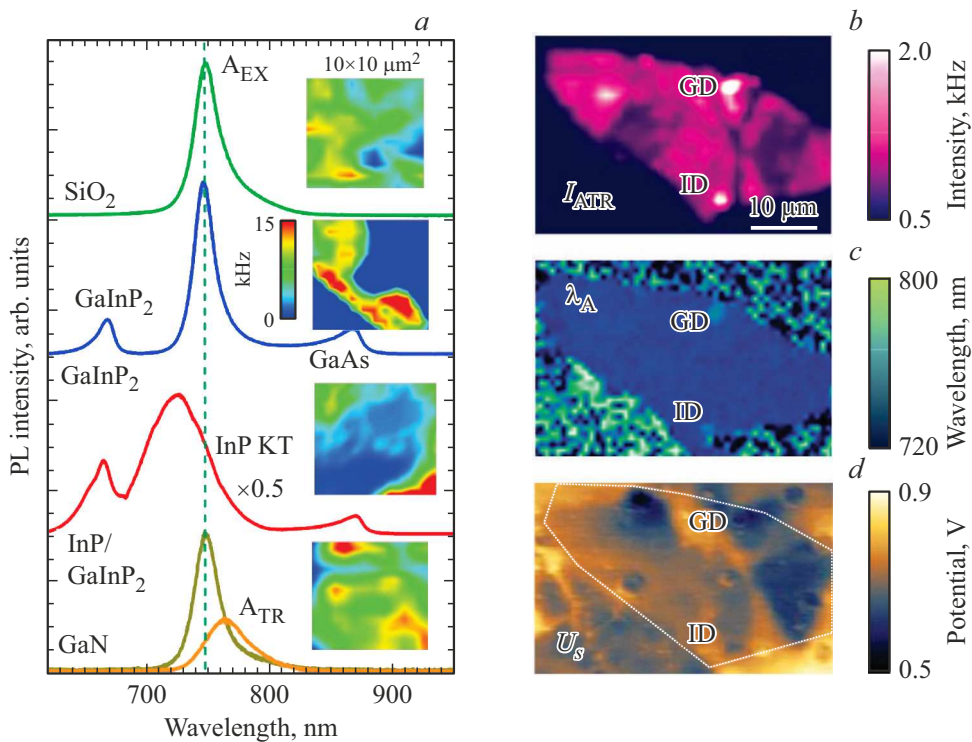
В спектрах КРС всех четырех подложек, приведенных на рис. 3, *a–d* в диапазоне  $230–290 \text{ см}^{-1}$ , наблюдался интенсивный ( $\sim 1000$  cps, (cost per sale)) пик продольного оптического фонона  $A'_1$  1M-WSe<sub>2</sub> с максимумом  $\nu_{A'_1} \sim 251 \text{ см}^{-1}$  и шириной  $\gamma_{A'_1} \sim 4 \text{ см}^{-1}$  и более слабый обертоном продольного акустического фонона ( $\sim 264 \text{ см}^{-1}$ ) [23]. Вариации  $\Delta \nu_{A'_1}$  и  $\Delta \gamma_{A'_1}$  по площади чешуек слабо зависят от типа подложки и

составляют  $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ . Для SiO<sub>2</sub>, однако,  $\Delta \nu_{A'_1}$  немного больше ( $\sim 1.5 \text{ см}^{-1}$ ), что, по-видимому, обусловлено большей плотностью остатков скотча (см. рис. 2, d, внизу). Вариации  $\Delta \nu_{A'_1}$  соответствуют вариациям упругих напряжений  $\Delta \epsilon \sim 0.4\%$  [24].

Вариации интенсивности (см. карты  $I_{A'_1}$  на вставках справа)  $\Delta I_{A'_1} < 0.1$  для SiO<sub>2</sub> и GaInP<sub>2</sub> и 0.4–4 для InP/GaInP<sub>2</sub> и GaN, таким образом,  $\Delta I_{A'_1} \sim \Delta U_s$ . На рис. 3, *b–e*, на котором показана зависимость  $\nu_{A'_1}$ ,  $I_{A'_1}$ ,  $U_s$  и высоты поверхности для InP/GaInP<sub>2</sub> и GaN вдоль линий, проходящих через области InP-точек и ИД/ГК, имеющих наибольшие  $\Delta U_s$  (см. карты на рис. 2, *b* и *c*), видно, что  $I_{A'_1}$  и  $U_s$  обратно пропорциональны друг другу и имеют одинаковые пространственные вариации. Так, в InP/GaInP<sub>2</sub> холмам потенциала, имеющим пространственный размер  $\sim 0.2$  мкм и расположенным в диапазоне координат  $x = 6–8$  мкм, соответствуют минимумы  $I_{A'_1}$  с относительной амплитудой 0.4, а в GaN ямам потенциала, имеющим размер  $\sim 1.5$  мкм и расположенным в точках  $x = 16, 27, 33$  и 36 мкм, соответствуют максимумы  $I_{A'_1}$  с относительной амплитудой от 0.4 (для ГК на  $x = 27$  мкм и ИД на 33 мкм) до 4 (для ИД на  $x = 16$  мкм и ГК на  $x = 33$  мкм). Усиление интенсивности КРС в 4 раза для ИД и ГК является неожиданным. Для ИД это усиление — яркое пятно размером несколько микрометров видно на соответствующей карте на рис. 3, *a*. Это „гигантское“ усиление не связано с локальными напряжениями и шероховатостями поверхности, так как в этих областях частота  $A'_1$  фонона меняется на величину  $< 0.2 \text{ см}^{-1}$  (см. рис. 3, *b*), существенно меньшую чем вариации  $\nu_{A'_1}$  во всех образцах, имеющих разный



**Рис. 3.** Спектры КРС (a), карты интенсивности пика A<sub>1</sub>' в спектрах (a, вставки справа) 1M-WSe<sub>2</sub> на SiO<sub>2</sub>, GaInP<sub>2</sub>, InP/GaInP<sub>2</sub> и GaN, а также пространственные вариации положения (b) и интенсивности (c) пика A<sub>1</sub>' вместе с вариациями поверхностного потенциала (d) и рельефа (e) для InP/GaInP<sub>2</sub> (слева) и GaN (справа) вдоль линий, показанных на вставках справа и рис. 2, b и c соответственно.



**Рис. 4.** Спектры ФЛ (a) и карты интенсивности пика A<sub>EX</sub> (вставки справа) 1M-WSe<sub>2</sub> на SiO<sub>2</sub>, GaInP<sub>2</sub>, InP/GaInP<sub>2</sub> и GaN; карты интенсивности ФЛ трионного пика — I<sub>ATR</sub> (b), длины волны максимума пика ФЛ — λ<sub>A</sub> (c) и поверхностного потенциала U<sub>s</sub> (d) чешуйки 1M-WSe<sub>2</sub> на GaN. Пунктирный контур на (d) показывает границы чешуйки.

поверхностный рельеф (см. рис. 3, *e*), и соответствует вариации упругого напряжения  $< 0.1\%$ . Отметим, что ИД и ГК, расположенные в точках  $x = 27$  и  $33$  мкм соответственно, имеют „слабое“ усиление, что может быть связано с меньшим размером (см. топографию на рис. 3, *e*).

### 3.4. Экситонные спектры и локальное легирование 1M-WSe<sub>2</sub>

В спектрах ФЛ (см. рис. 4, *a*) наблюдался пик излучения экситона AEX 1M-WSe<sub>2</sub> с максимумом  $\lambda_{\text{AEX}} = 749$  нм и  $\gamma_{\text{AEX}}$  шириной 24 нм [25,26] для GaInP<sub>2</sub>, GaN и SiO<sub>2</sub>. Приведенные на вставках карты показывают вариации интенсивности  $I_{\text{AEX}}$  около 50%, что обусловлено дефектами и зернистой структурой чешуек. Вариации  $\Delta\lambda_{\text{AEX}}$  равны  $\sim 5$  нм, что согласуется с величиной  $\Delta\varepsilon \sim 0.4\%$  [24,27]. Для InP/GaInP<sub>2</sub> в этом диапазоне доминирует излучение InP-точек, интенсивность которых подавляется чешуйкой (см. соответствующую карту). Для GaN  $\Delta\lambda_{\text{AEX}} = 20$  нм, что обусловлено областями, в которых доминирует трионный пик A<sub>TR</sub>, имеющий  $\lambda_{\text{ATR}} = 770$  нм и  $\gamma_{\text{ATR}} = 30$  нм [26], приведенный на рис. 4, *a*. Эти области видны как яркие пятна в картах интенсивности ФЛ на длине волны 770 нм ( $I_{\text{ATR}}$ ) и положения пика ФЛ ( $\lambda_A$ ) на рис. 4, *b* и *c* соответственно, которые локализованы в областях ППЯ индуцируемыми КГ и ИД в карте  $U_s$  на рис. 4, *d*. Доминирование A<sub>TR</sub> указывает на локальное легирование до уровня  $n \sim 10^{12}$  см<sup>-2</sup> и согласуется с наличием ППЯ в этих областях.

Таким образом, гигантское усиление интенсивности КРС  $I_{A'1}$  в области ИД и КГ обусловлено легированием. Наш анализ показывает, что усиление связано с резонансными условиями, при которых энергия возбуждения отстроена от максимума резонансного экситонного перехода в сторону меньших энергий на 0.2 эВ [28]. При легировании образование триона приводит к красному сдвигу максимума резонансного перехода, что уменьшает отстройку. Таким образом, вариации  $I_{A'1}$ , наблюдаемые на рис. 3, *d*, обусловлены локальными изменениями концентрации  $n$ . При этом для GaN уменьшение  $\Delta I_{A'1}$ , наблюдаемое для КГ и ИД меньшего размера (см. рис. 3, *e*), указывает на уменьшение  $n$ , а вариации  $I_{A'1}$  и его уменьшение на холмах потенциала InP/GaInP<sub>2</sub> указывают на легирование всего слоя 1M-WSe<sub>2</sub> и формирование „антиточек“. Легирование 1M-WSe<sub>2</sub>/InP/GaInP<sub>2</sub> видно из спектра отражения (см. рис. 5), в котором наблюдается трионный пик  $\lambda_{\text{ATR}} = 780$  нм и  $\gamma_{\text{ATR}} = 80$  нм, в отличие от остальных структур, в которых наблюдается экситонный пик.

Отметим, что возможность смещения длины волны экситона до 770 нм для КГ и ИД за счет локальных упругих напряжений, как это имеет место в структурах с профилированными подложками [29–31], исключается из-за малой величины  $\Delta\nu_{A'1} < 0.2$  см<sup>-1</sup> (см. рис. 3, *b*) и наличия ППЯ.

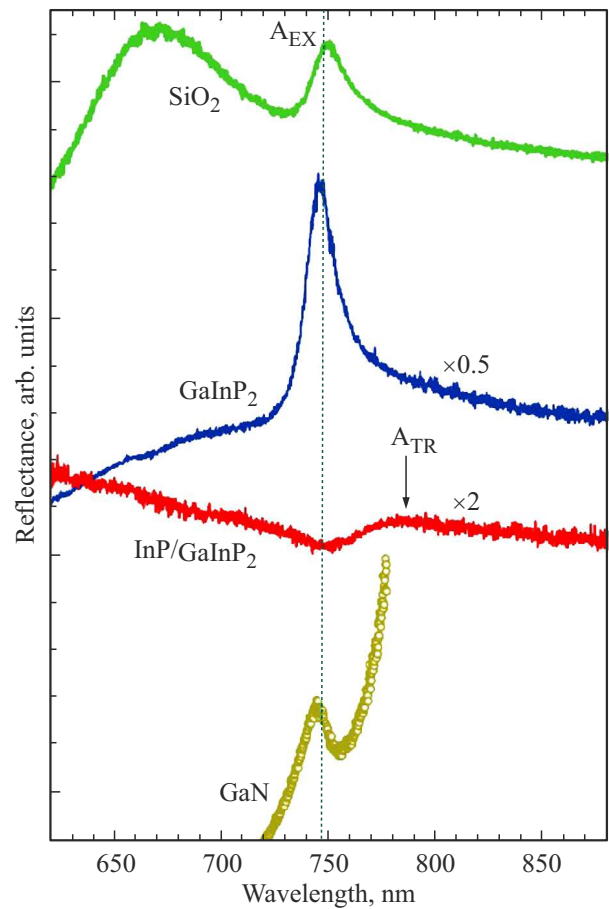


Рис. 5. Спектры отражения 1M-WSe<sub>2</sub> на SiO<sub>2</sub>, GaInP<sub>2</sub>, InP/GaInP<sub>2</sub> и GaN.

Легирование 1M-WSe<sub>2</sub> обусловлено наличием соответствующих электронных поверхностных состояний. Для InP/GaInP<sub>2</sub> эти состояния генерируются локальными напряжениями InP-точек, что следует из отсутствия легирования для GaInP<sub>2</sub>. Для GaN легирование наблюдается для КГ и ИД, расположенных вблизи края, что указывает на то, что эти состояния связаны с оборванными связями W-Se, аккумулирующими электроны.

## 4. Заключение

Мы использовали измерения сканирующей зондовой микроскопии Кельвина, а также оптической спектроскопии (фотолюминесценция, комбинационное рассеяние света, отражение) монослоев WSe<sub>2</sub>, перенесенных на эпитаксиальные слои GaInP<sub>2</sub>, InP/GaInP<sub>2</sub>, GaN и SiO<sub>2</sub>, для изучения влияния пьезоэлектрических неоднородностей подложек на локальное легирование WSe<sub>2</sub>. Для InP/GaInP<sub>2</sub> и GaN была обнаружена корреляция между интенсивностью резонансного комбинационного рассеяния света на оптическом фоне A'<sub>1</sub>, интенсивностью излучения заряженного экситона (триона) и вариациями поверхностного потенциала, индуцированными пьезоэлектрическими неоднородностями. Анализ корреляций

показал локальное легирование монослойного WSe<sub>2</sub> на уровне  $n \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и масштабе длины 0.2–1.5 мкм. Наши результаты демонстрируют возможность создания структур с вигнеровскими квантовыми точками в дихалькогенидах переходных металлов, что открывает новые перспективы для реализации помехоустойчивых топологических квантовых вычислений.

### Финансирование работы

Исследование пьезоэлектрических полей в структурах выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-29-00375.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] F. Wilczek. *Phys. Rev. Lett.*, **49** (14), 957 (1982). DOI: 10.1103/PhysRevLett.49.957
- [2] A.Y. Kitaev. *Annals of Physica*, **303** (1), 2 (2003). DOI: 10.1016/S0003-4916(02)00018-0
- [3] S.D. Sarma, M. Freedman, C. Nayak. *npj Quant. Information*, **1** (15001), 1 (2015). DOI: 10.1038/npjqi.2015.1
- [4] A.M. Mintairov, D.V. Lebedev, A.S. Vlasov, A.O. Orlov, G.L. Snider, A. Blundell. *Sci. Rep.*, **12**, 21440–14 (2021). DOI: 10.1038/s41598-021-00859-6
- [5] D.C. Tsui, H.L. Stormer, A.C. Gossard. *Phys. Rev. Lett.*, **48** (22), 1559 (1982). DOI: 10.1103/PhysRevLett.48.1559
- [6] D. Monroe, Y.H. Xie, E.A. Fitzgerald, P.J. Silverman. *Phys. Rev. B*, **46** (12), 7935 (1992). DOI: 10.1103/PhysRevB.46.7935
- [7] A. Tsukazaki, S. Akasaka, K. Nakahara, Y. Ohno, H. Ohno, D. Maryenko, A. Ohtomo, M. Kawasaki. *Nature Materials*, **9**, 889 (2010). DOI: 10.1038/nmat2874
- [8] M.J. Manfra, N.G. Weimann, J.W.P. Hsu, L.N. Pfeiffer, K.W. West, S. Syed, H.L. Stormer, W. Pan, D.V. Lang, S.N.G. Chu, G. Kowach, A.M. Sergent, J. Caissie, K.M. Molvar, L.J. Mahoney, R.J. Molnar. *J. Appl. Phys.*, **92** (1), 338 (2002). DOI: 10.1063/1.1484227
- [9] K.S. Novoselov, D. Jiang, F. Schedin, T.J. Booth, V.V. Khotkevich, S.V. Morozov, A.K. Geim. *PNAS*, **102** (30), 10451 (2005). DOI: 10.1073/pnas.050284810210451
- [10] X. Du, I. Skachko, F. Duerr, A. Luican, E.Y. Andrei. *Nature*, **462** (12), 192 (2009). DOI: 10.1038/nature08522
- [11] Q. Shi, E.-M. Shih, M.V. Gustafsson, D.A. Rhodes, B. Kim, K. Watanabe, T. Taniguchi, Z. Papić, J. Hone, C.R. Dean. *Nature Nanotechnol.*, **15**, 569 (2020). DOI: 10.1038/s41565-020-0685-6
- [12] S. Kumar, M. Pepper, S.N. Holmes, H. Montagu, Y. Gul, D.A. Ritchie, I. Farrer. *Phys. Rev. Lett.*, **122** (8), 086803–5 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.086803
- [13] J.-X. Yin, Z. Wu, J.-H. Wang, Z.-Y. Ye, J. Gong, X.-Y. Hou, L. Shan, A. Li, X.-J. Liang, X.-X. Wu, J. Li, C.-S. Ting, Z.-Q. Wang, J.-P. Hu, P.-H. Hor, H. Ding, S. H. Pan. *Nature Physics*, **11**, 543 (2015). DOI: 10.1038/nphys3371
- [14] K.F. Mak, K. He, C. Lee, G.H. Lee, J. Hone, T.F. Heinz, J. Shan. *Nature Materials*, **12**, 207 (2013). DOI: 10.1038/nmat3505
- [15] J. Boddison-Chouinard, A. Bogan, N. Fong, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Studenikin, A. Sachrajda, M. Korkusinski, A. Altintas, M. Bieniek, P. Hawrylak, A. Luican-Mayer, L. Gauvreau. *Appl. Phys. Lett.*, **119** (13), 133104 (2021). DOI: 10.1063/5.0062838
- [16] S. Davari, J. Stacy, A.M. Mercado, J.D. Tull, R. Basnet, K. Pandey, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Hu, H.O.H. Churchill. *Phys. Rev. Appl.*, **13**, 054058–8 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.054058
- [17] F. Riche, H. Braganc, F. Qu, V. Lopez-Richard, S.J. Xie, A.C. Dia, G.E. Marques. *J. Phys.: Condens. Matter*, **32**, 365702–10 (2020). DOI: 10.1088/1361-648X/ab8fd4
- [18] A.V. Ankudinov, N.A. Bert, M.S. Dunaevskiy, A.I. Galimov, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, A.V. Myasoedov, N.V. Pavlov, M.V. Rakhlin, R.A. Sali, A.A. Toropov, A.S. Vlasov, E.V. Pirogov, M.A. Zhukovskiy, A.M. Mintairov. *Appl. Phys. Lett.*, **124**, 052101 (2024). DOI: 10.1063/5.0172579
- [19] A.M. Mintairov, J. Kapaldo, J.L. Merz, S. Rouvimov, D.V. Lebedev, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, K.G. Belyaev, M.V. Rakhlin, A.A. Toropov, P.N. Brunkov, A.S. Vlasov, Yu.M. Zadiranov, S.A. Blundell, A.M. Mozharov, I. Mukhin, M. Yakimov, S. Oktyabrsky, A.V. Shelaev, V.A. Bykov. *Phys. Rev. B*, **97** (97), 195443–9 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.97.195443
- [20] A.M. Mintairov, A.V. Ankudinov, N.A. Kalyuzhnyy, D.V. Lebedev, S.A. Mintairov, N.V. Pavlov, A.I. Galimov, M.V. Rakhlin, R.A. Sali, A.A. Toropov, A.S. Vlasov, D. Baretin, M. Auf der Maur, S.A. Blundell. *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 121101–6 (2021). DOI: 10.1063/5.0045925
- [21] V.N. Jmerik, D.V. Nechaev, S.V. Ivanov. *In Molecular Beam Epitaxy: From research to mass production*, ed. by M. Henini. 2nd edn (Elsevier Inc., 2018) p. 135.
- [22] A.M. Mintairov, J.L. Merz, A.S. Vlasov. *Phys. Rev. B*, **67** (20), 205211-7 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevB.67.205211
- [23] H. Terrones, E. Del Corro, S. Feng, J.M. Pumirol, D. Rhodes, D. Smirnov, N.R. Pradhan, Z. Lin, M.A.T. Nguyen, A.L. El'ias, T.E. Mallouk, L. Balicas, M.A. Pimenta, M. Terrones. *Sci. Rep.*, **4**, 4215–9 (2014). DOI: 10.1038/srep04215
- [24] S. Roy, X. Yang, J. Gao. *Adv. Photon. Res.*, **5** (4), 2300220–6 (2024). DOI: 10.1002/adpr.202300220
- [25] K. He, N. Kumar, L. Zhao, Z. Wang, K. Fai Mak, H. Zhao, J. Shan. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 026803–5 (2014). DOI: 10.1103/113.026803
- [26] T.Y. Jeong, S.-Y. Lee, S. Jung, K.J. Yee. *Current Appl. Phys.*, **20** (2), 272 (2020). DOI: 10.1016/j.cap.2019.11.016
- [27] B. Aslan, M. Deng, T.F. Heinz. *Phys. Rev. B*, **98** (11), 15308–6 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.98.115308
- [28] E. de Coro, H. Terrones, A. Elias, C. Fantini, S. Feng, M.A. Nguyen, T.E. Mallouk, M. Terrones, M.A. Pimenta. *ACS Nano*, **8** (9), 9629 (2014). DOI: 10.1021/nn504088g
- [29] H. Li, A.W. Contryman, X. Qian, S.M. Ardakani, Y. Gong, Xi. Wang, J.M. Weisse, C.H. Lee, J. Zhao, P.M. Ajayan, J. Li, H.C. Manoharan, X. Zheng. *Nature Commun.*, **6**, 7381–6 (2015). DOI: 10.1038/ncomms8381
- [30] A. Branny, S. Kumar, R. Proux, B.D. Gerardot. *Nature Commun.*, **8**, 15053–7 (2017). DOI: 10.1038/ncomms15053
- [31] C. Palacios-Berraquero, D.M. Kara, A.R.-P. Montblanch, M. Barbone, P.I. Latawiec, D. Yoon, A.K. Ott, M. Loncar, A.C. Ferrari, M. Atatüre. *Nature Commun.*, **8**, 15093–6 (2017). DOI: 10.1038/ncomms15093

Редактор Г.А. Оганесян

## Local doping of monolayer WSe<sub>2</sub> on piezoelectric GaInP<sub>2</sub> and GaN substrates

*V.Yu. Aksenov, A.V. Ankudinov, A.S. Vlasov,  
M.S. Dunaevsky, V.N. Jmerik, D.V. Lebedev,  
K.V. Likhachev, V.A. Pereskokova, A.M. Mintairov*

loffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Non-contact local doping of monolayer WSe<sub>2</sub> transferred to piezoelectric epitaxial structures based on InP/GaInP<sub>2</sub> and GaN, having surface potential variations with an amplitude of  $\sim 0.1$  V and a size of  $\sim 0.2 - 1 \mu\text{m}$  is shown. Using scanning probe microscopy surface potential measurements, as well as optical reflectance, photoluminescence, and Raman spectroscopy measurements we observed variations in charged exciton (trion) emission/reflectance and Raman intensity due to variations in the surface potential of WSe<sub>2</sub> monolayers, indicating local doping at  $n \sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Our results can be used to create Wigner quantum dots in transition metal dichalcogenides, which is promising for the development of fault-tolerant topological quantum computing at room temperature and without a magnetic field.