

УДК 621.315.592

Локальное легирование монослойного WSe₂ на пьезоэлектрических подложках GaInP₂ 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[†]

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

[†] 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 WSe₂, перенесенного на пьезоэлектрические эпитаксиальные структуры на основе InP/GaInP₂ и GaN, имеющие вариации поверхностного потенциала амплитудой ~ 0.1 В и размером ~ 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 WSe₂, что указывает на локальное легирование на уровне $n \sim 10^{12}$ см⁻². 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 WSe₂ [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/GaInP₂ [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⁻²

и гелиевых температурах [4,11,12]. Вигнеровская локализация существенно усиливается в дихалькогенидах переходных металлов (MoS₂, WSe₂ и др.) за счет малой диэлектрической проницаемости и относительно большой эффективной массы электронов, обусловленной d -оболочками переходного металла [14], и в монослойном (1М) WSe₂, состояния дробного квантового эффекта Холла наблюдались при $n \sim 10^{12}$ см⁻² [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-WSe₂, 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 GaInP₂, InP/GaInP₂ и GaN были использованы для переноса чешуек 1M-WSe₂ 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-WSe₂ 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 GaInP₂ 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_B-типа, что соответствует ромбоэдрической монослойной сверхрешетке InP₁/GaP₁, ориентированной вдоль направлений [111]_B и имеющей встроенное электрическое поле [18].

В структурах InP/GaInP₂ при эпитаксиальном росте на слой GaInP₂ толщиной 500 нм высаживались ~ 3 монослоя InP, которые зарастивались слоем GaInP₂ 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 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/N₂ · 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 по-

верхности слоя образовывались капли галлия размером до нескольких микрометров и плотностью 0.1 мкм^{-2} .

Монослойные чешуйки WSe₂ механически отделялись от объемного монокристалла и переносились на структуры GaInP₂, InP/GaInP₂ и GaN с помощью полидиметилсилоксановой клейкой ленты (скотча). Кроме этого, использовались тестовые подложки — слои SiO₂/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 микрометров в диаметре.

Значения встроенного электрического поля E_{PE} слоев GaInP₂ 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 — ν/λ , ширина на половине максимума — γ и интенсивность — I фоновый пика в спектрах рамановского рассеяния света и экситонного/трионного пика в спектрах ФЛ/отражения флейков 1M-WSe₂, 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 GaInP₂ показали, что поверхностный потенциал U_{s0} для одной толщины имеет разброс

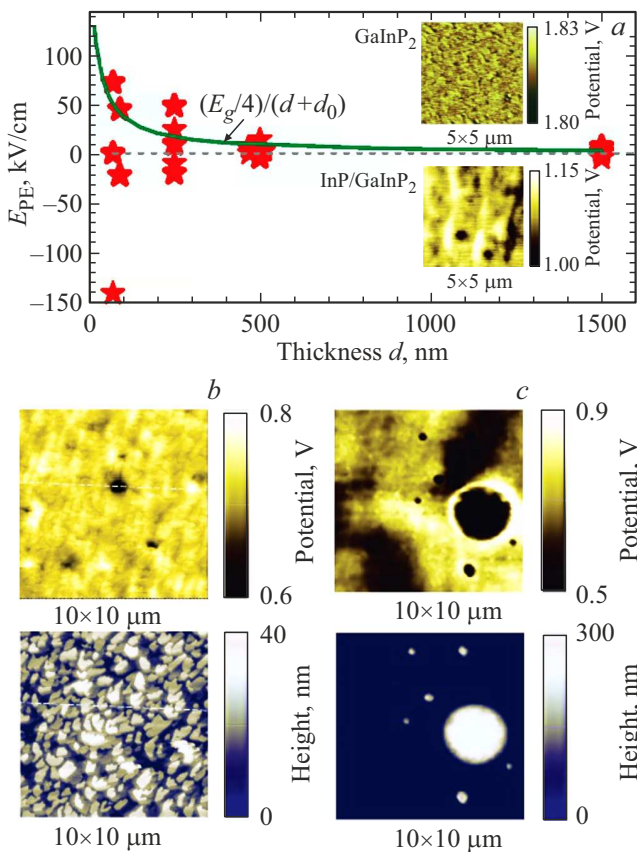


Рис. 1. Зависимость встроенного электрического поля E_{PE} слоев GaInP_2 от толщины d (эксперимент — звездочки, расчет — кривая) для пиннинга уровня Ферми $E_g/4$, где $E_g = 1.9\text{ эВ}$ — ширина запрещенной зоны GaInP_2 и $d_0 = 20\text{ нм}$ (а), карта поверхностного потенциала (размер $5 \times 5\text{ мкм}^2$) слоя GaInP_2 с $d = 500\text{ нм}$ (а, верхняя вставка) и структуры InP/GaInP_2 (а, нижняя вставка); карты поверхностного потенциала (верх) и рельеф поверхности (низ) слоев GaN , выращенных при соотношении потоков $\text{Ga/N}_2 \cdot 1.1$ (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 ± 100 до $\pm 7\text{ кВ/см}$ и показано на рис. 1, а для $d = 70, 250, 500$ и 1500 нм . Разброс значений E_{PE} обусловлен разной релаксацией 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 GaInP_2 (1.9 эВ) и $d_0 = 20\text{ нм}$, приведенной на рис. 1, а 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 $|E_{PE}| = 100\text{ кВ/см}$ уже при $d = 150\text{ нм}$.

Измерения зондовой микроскопии показывают, что рельеф поверхностного потенциала U_s слоев GaInP_2 слабо зависит от E_{PE} и d и имеет мелкие поверхностные потенциальные ямы (ППЯ) глубиной $\Delta U_s \sim 0.01\text{ В}$, размером $\sim 100\text{ нм}$ и плотностью $\sim 5\text{ мкм}^{-2}$ (см. карту U_s для $d = 500\text{ нм}$, приведенную на верхней вставке на рис. 1, а).

В 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, а).

Измерения потенциального рельефа слоя GaN , выращенного при соотношении потоков $\text{Ga/N}_2 \cdot 1.1$ (см. рис. 1, b, сверху) показывают $U_{s0} \sim 0.7\text{ В}$ и наличие ППЯ размером 0.2–1 мкм, ΔU_s до 0.15 В и плотностью 0.5 мкм^{-2} , обусловленные инверсными доменами (ИД). Слой имеет зернистую поверхность с размером зерна $\sim 1\text{ мкм}$ и высотой $\sim 30\text{ нм}$ (см. рис. 1, b, внизу). При этом адгезия 1M-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 ΔU_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 1M-WSe_2 был успешным.

3.2. Поверхностный потенциал 1M-WSe₂ структур

На рис. 2, a–d приведены оптические изображения (размер $\sim 20 \times 40\text{ мкм}$) и карты поверхностного потенциала (размер $10 \times 10\text{ мкм}$) чешуек 1M-WSe_2 на GaInP_2 , InP/GaInP_2 , GaN и SiO_2 . Размер перенесенных чешуек варьируется от $\sim 5 \times 15\text{ мкм}$ для InP/GaInP_2 , $\sim 10 \times 25\text{ мкм}$ для GaInP_2 и $\sim 20 \times 40\text{ мкм}$ для SiO_2 до $\sim 35 \times 65\text{ мкм}$ для GaN (см. рис. 4, ниже), так что для последней в оптическом изображении видна только часть чешуйки.

Для GaInP_2 на оптическом изображении 1M-WSe_2 чешуйки (см. рис. 2, a) видны дефекты переноса — трещины (поперечные темные полосы) и остатки скотча (светлые продольные полосы) шириной $\sim 1\text{ мкм}$, а также кусочки 2M-WSe_2 (наверху). Величина U_{s0} 1M чешуйки составляет 1.4 В, что на 0.1 В меньше, чем U_{s0} подложки GaInP_2 (1.5 В), которая обусловлена встроенным электрическим полем 10 кВ/см (см. рис. 1, а). Потенциал чешуйки имеет мелкий рельеф с амплитудой $\Delta U_s < 0.01$. Также имеется особенность с $\Delta U_s \sim \pm 0.02\text{ В}$ вдоль дефектов. Аналогичные дефекты видны и для подложки 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 InP/GaInP_2 (см. рис. 2, b) чешуйка 1M-WSe_2 не видна в оптическом изображении и была идентифицирована по карте поверхностного потенциала (см. рис. 2, b,

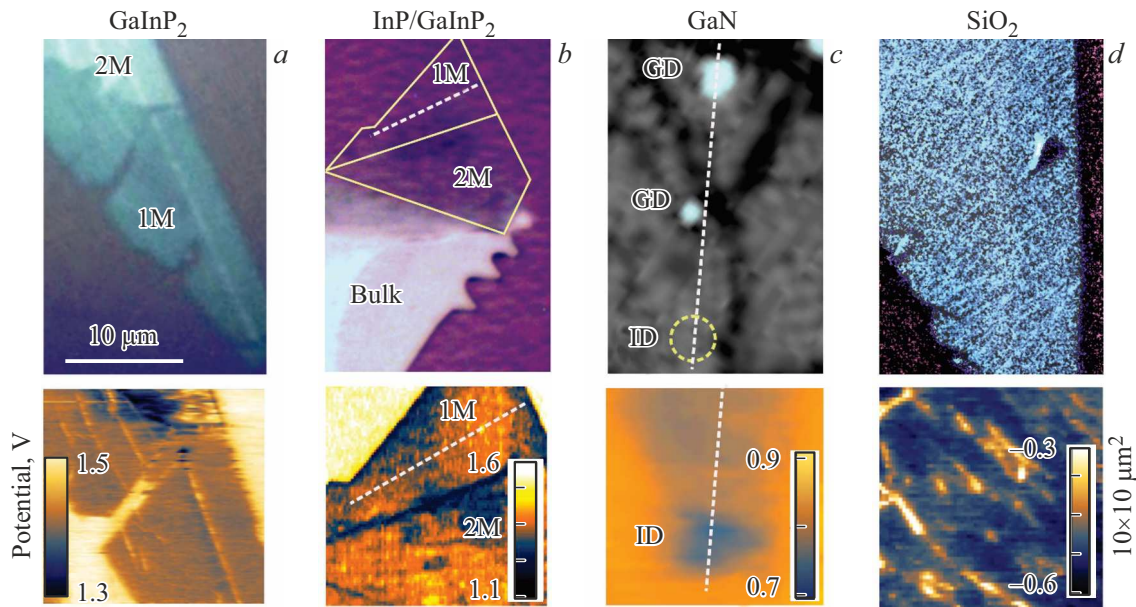


Рис. 2. Оптические изображения и карта поверхностного потенциала (нижние вставки) чешуек WSe_2 на GaInP_2 (a), InP/GaInP_2 (b), GaN (c) и SiO_2 (d). Сплошные линии на (b) показывают границы 1M и 2M чешуек, определенные из карты поверхностного потенциала (на вставке внизу); пунктирные прямые на (b) и (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 ~ 200 нм и плотностью 5 мкм^{-2} , обусловленными InP-квантовыми точками.

Для GaN (см. рис. 2, c) в оптическом изображении чешуйки 1M- WSe_2 видны разрывы в центре и вверху — темные полосы шириной 1–2 мкм. Чешуйка, таким образом, разделяется на три части: верхняя треугольная размером ~ 10 мкм и две центральные с разрезом по центру, полностью не попавшие в поле изображения. Чешуйки имеют зернистую структуру с размером зерна ~ 1 мкм. Левая и верхняя чешуйки наложены на КГ (светлые пятна) размером ~ 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 ~ 1 мкм (см. ниже).

3.3. Спектры комбинационного рассеяния структур 1M- WSe_2

В спектрах КРС всех четырех подложек, приведенных на рис. 3, a–d в диапазоне $230\text{--}290 \text{ см}^{-1}$, наблюдался интенсивный (~ 1000 cps, (cost per sale)) пик продольного оптического фонона A'_1 1M- WSe_2 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_2 , 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 $\Delta\varepsilon \sim 0.4\%$ [24].

Вариации интенсивности (см. карты $I_{A'_1}$ на вставках справа) $\Delta I_{A'_1} < 0.1$ для SiO_2 и GaInP_2 и 0.4–4 для InP/GaInP_2 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_2 и GaN вдоль линий, проходящих через области InP-точек и ИД/ГК, имеющих наибольшие ΔU_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_2 холмам потенциала, имеющим пространственный размер ~ 0.2 мкм и расположенным в диапазоне координат $x = 6\text{--}8$ мкм, соответствуют минимумы $I_{A'_1}$ с относительной амплитудой 0.4, а в GaN ямам потенциала, имеющим размер ~ 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

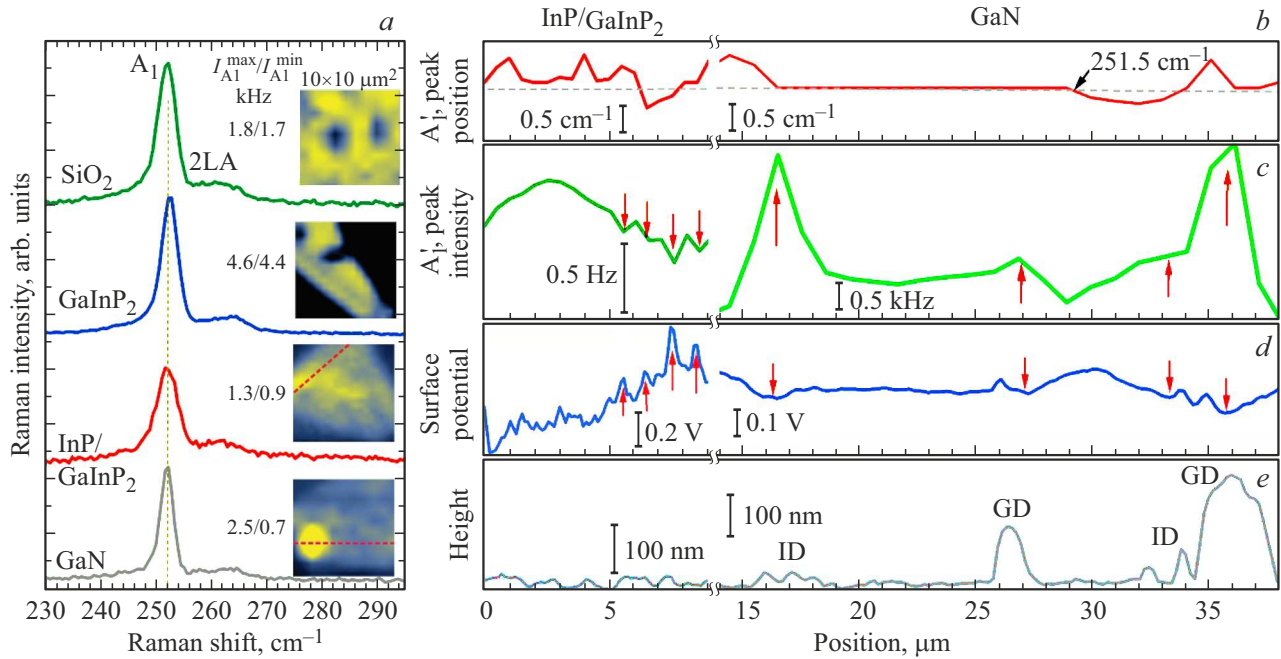


Рис. 3. Спектры КРС (a), карты интенсивности пика A₁' в спектрах (a, вставки справа) 1M-WSe₂ на SiO₂, GaInP₂, InP/GaInP₂ и GaN, а также пространственные вариации положения (b) и интенсивности (c) пика A₁' вместе с вариациями поверхностного потенциала (d) и рельефа (e) для InP/GaInP₂ (слева) и GaN (справа) вдоль линий, показанных на вставках справа и рис. 2, b и c соответственно.

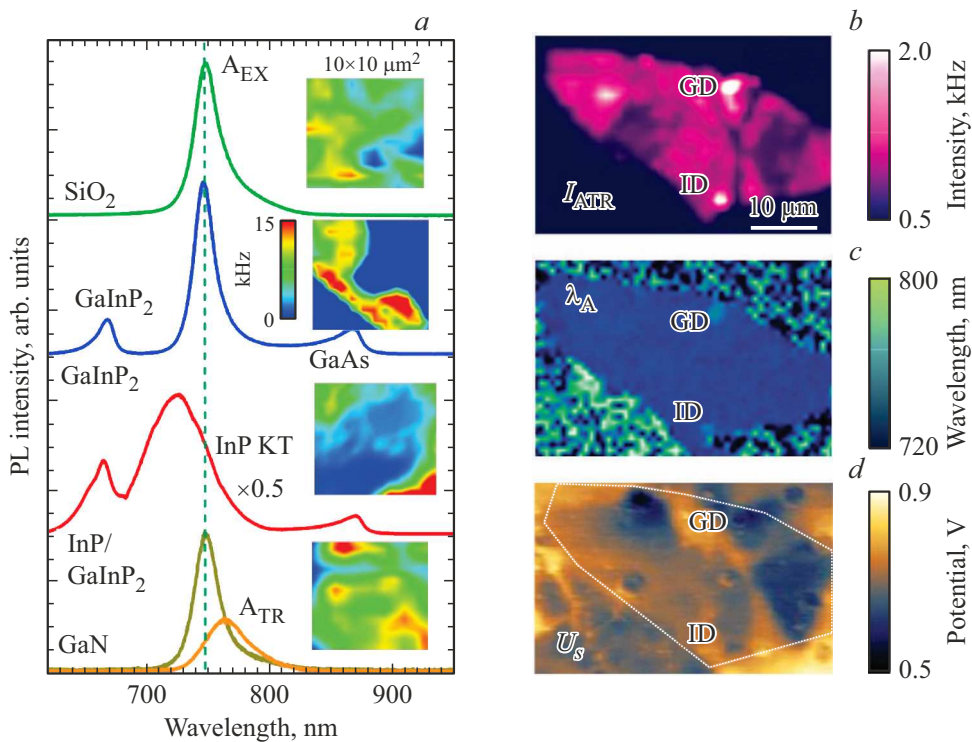


Рис. 4. Спектры ФЛ (a) и карты интенсивности пика AEX (вставки справа) 1M-WSe₂ на SiO₂, GaInP₂, InP/GaInP₂ и GaN; карты интенсивности ФЛ трионного пика — I_{ATR} (b), длины волны максимума пика ФЛ — λ_A (c) и поверхностного потенциала U_s (d) чешуйки 1M-WSe₂ на GaN. Пунктирный контур на (d) показывает 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-WSe₂

В спектрах ФЛ (см. рис. 4, *a*) наблюдался пик излучения экситона AEX 1M-WSe₂ с максимумом $\lambda_{\text{AEX}} = 749$ нм и γ_{AEX} шириной 24 нм [25,26] для GaInP₂, GaN и SiO₂. Приведенные на вставках карты показывают вариации интенсивности I_{AEX} около 50%, что обусловлено дефектами и зернистой структурой чешуек. Вариации $\Delta\lambda_{\text{AEX}}$ равны ~ 5 нм, что согласуется с величиной $\Delta\varepsilon \sim 0.4\%$ [24,27]. Для InP/GaInP₂ 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_{TR}, 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_{ATR}) и положения пика ФЛ (λ_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_{TR} указывает на локальное легирование до уровня $n \sim 10^{12}$ см⁻² 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/GaInP₂ указывают на легирование всего слоя 1M-WSe₂ и формирование „антиточек“. Легирование 1M-WSe₂/InP/GaInP₂ 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⁻¹ (см. рис. 3, *b*) и наличия ППЯ.

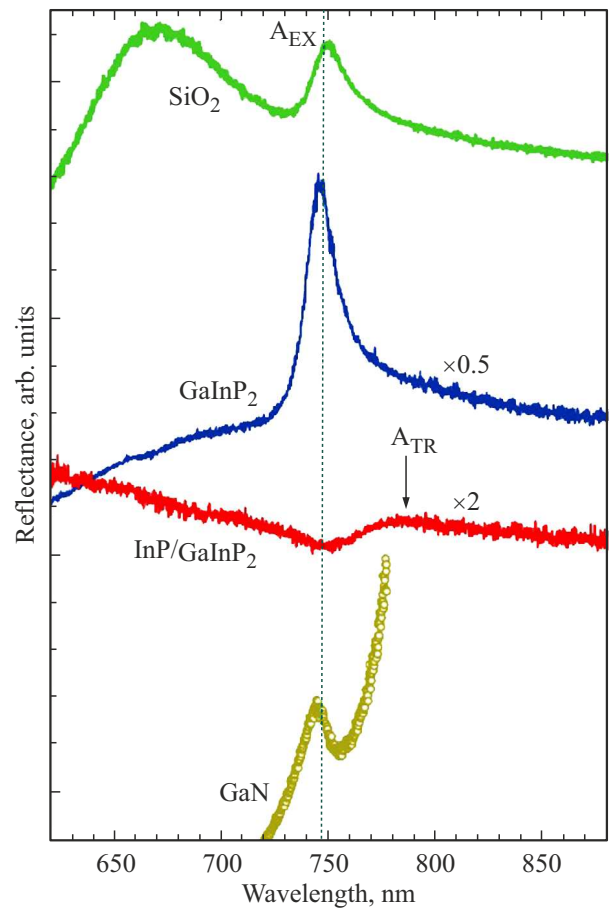


Рис. 5. Спектры отражения 1M-WSe₂ на SiO₂, GaInP₂, InP/GaInP₂ и GaN.

Легирование 1M-WSe₂ обусловлено наличием соответствующих электронных поверхностных состояний. Для InP/GaInP₂ эти состояния генерируются локальными напряжениями InP-точек, что следует из отсутствия легирования для GaInP₂. 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 WSe₂, перенесенных на эпитаксиальные слои GaInP₂, InP/GaInP₂, GaN и SiO₂, для изучения влияния пьезоэлектрических неоднородностей подложек на локальное легирование WSe₂. Для InP/GaInP₂ и GaN была обнаружена корреляция между интенсивностью резонансного комбинационного рассеяния света на оптическом фоне A'₁, интенсивностью излучения заряженного экситона (триона) и вариациями поверхностного потенциала, индуцированными пьезоэлектрическими неоднородностями. Анализ корреляций

показал локальное легирование монослойного WSe₂ 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 WSe₂ on piezoelectric GaInP₂ and GaN substrates

*V.Yu. Aksenov, A.V. Ankudinov, A.S. Vlasov,
M.S. Dunaevsky, V.N. Zhmerik, 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 WSe₂ transferred to piezoelectric epitaxial structures based on InP/GaInP₂ and GaN, having surface potential variations with an amplitude of ~ 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 WSe₂ 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.