

07.3

Сверхрешетки InAs/GaSb для инфракрасных фотоприемников

© А.К. Бакаров, М.А. Суханов, А.С. Ярошевич, И.Д. Лошкарев, К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: bakarov@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 17 мая 2024 г.

В окончательной редакции 27 июня 2024 г.

Принято к публикации 28 июня 2024 г.

Представлены результаты выращивания методом молекулярно-лучевой эпитаксии сверхрешеток InAs/GaSb второго рода на подложках GaSb для фотоприемников средневолнового и длинноволнового инфракрасного диапазона. Определены условия роста буферного слоя GaSb и сверхрешеток со связями In–Sb на гетерограницах. Показано, что небольшое содержание мышьяка в буферном слое незначительно влияет на структурное совершенство сверхрешеток, большее влияние оказывает толщина буферного слоя. Выбранные условия роста сверхрешеток позволили получать высокую повторяемость периодов. Измеренные толщины слоев сверхрешеток близки к толщинам, задаваемым при их росте. Формирование гетерограниц со связями In–Sb обеспечило хорошие оптические параметры сверхрешеток. Высокая воспроизводимость сверхрешеток дала возможность управляемо смещать длинноволновый край оптического поглощения от 5.6 до 9 μm , изменяя толщины слоев InAs и GaSb.

Ключевые слова: молекулярно-лучевая эпитаксия, короткопериодные напряженные сверхрешетки InAs/GaSb второго рода, инфракрасные фотоприемники.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.20.58935.19994

Фотоприемные матрицы, регистрирующие инфракрасное (ИК) излучение в окнах прозрачности атмосферы, имеют большое значение для разных областей человеческой деятельности [1–3]. Для создания качественных матриц и их массового применения важно обеспечить хорошие параметры ИК-чувствительности и технологичность производства. Желательно, чтобы матрицы можно было использовать в достаточно недорогих фотоприемных устройствах, не требующих сильного охлаждения.

В области создания фотоприемных матриц пара соединений группы A_3B_5 — InAs и GaSb — обладает рядом уникальных качеств: во-первых, имеет близкие значения постоянных кристаллической решетки в плоскости роста $a_{\text{InAs}} = 6.0583 \text{ \AA}$ и $a_{\text{GaSb}} = 6.0959 \text{ \AA}$; во-вторых, позволяет создавать сверхрешетки, энергии оптических переходов в которых можно подстраивать под средне- (3–5 μm) и длинноволновый (8–14 μm) ИК-диапазоны, варьируя толщину слоев InAs и GaSb [4]. В отличие от твердых растворов кадмий–ртуть–теллур химические связи в антимониде галлия и арсениде индия более прочные, что приводит к большей стабильности материала. Также у сверхрешеток InAs/GaSb ниже стоимость производства, подложки GaSb относительно недороги и коммерчески доступны [5]. В сравнении с ИК-фотоприемниками на межподзонных переходах в AlGaAs/GaAs-квантовых ямах (QWIP) фотоприемники на основе сверхрешеток InAs/GaSb имеют больший коэффициент поглощения и обладают высокой квантовой эффективностью для фотонов, падающих по нормали к поверхности [1].

В периодической структуре InAs/GaSb дно зоны проводимости InAs лежит ниже потолка валентной зоны GaSb, электроны и дырки локализируются в раз-

ных слоях, формируется сверхрешетка второго рода (общепринятая аббревиатура T2SL). В работе [6] было рассчитано поглощение T2SL *kp*-методом для сверхрешеток с разными толщинами слоев InAs и GaSb при различных температурах, которое хорошо совпадает с экспериментальными данными.

В настоящей работе методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) были выращены T2SL, состоящие из чередующихся слоев InAs/GaSb толщиной (в монослоях) 8 ML/13 ML (T2SL1) и 13.5 ML/7 ML (T2SL2), по 100 повторений в каждой из сверхрешеток. Рост проводился в установке Riber Compact-21T на подложках GaSb с ориентацией (100), легированных теллуром с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Потоки материалов пятой группы (As и Sb) создавались вентильными источниками. Температура зон крекинга в источниках составляла 900°C, таким образом формировались потоки димеров As_2 и Sb_2 . Скорость роста материалов третьей группы калибровалась по осцилляциям зеркального пучка в дифракции быстрых электронов на отражение и составляла 0.2 ML/s для InAs и 0.4 ML/s для GaSb. В образцах T2SL1 и T2SL2 на подложке был выращен буферный слой GaSb толщиной 250 и 500 nm соответственно. Температура подложки при росте буферных слоев составляла 500°C, при росте сверхрешеток 400°C. На каждом из интерфейсов сверхрешетки формировались связи In–Sb, что оптимально для достижения высоких оптических параметров таких сверхрешеток [7]. Для этого по окончании роста каждого слоя InAs сверхрешетки сначала закрывался поток мышьяка, а через 1 s поток индия, и формировалась обогащенная индием сверхструктура поверхности (4×2). Эта поверхность

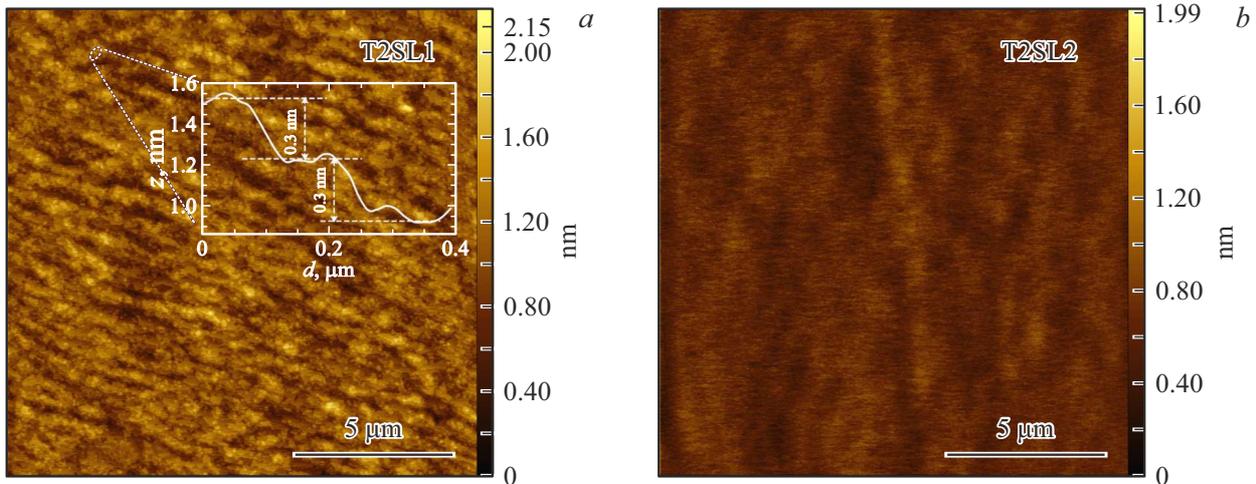


Рис. 1. АСМ-изображения поверхности T2SL1 (a) и T2SL2 (b). На вставке приведен профиль участка поверхности в области холма. Видны ступени шириной примерно 100 nm и высотой 0.3 nm, что соответствует высоте монослойной террасы.

выдерживалась в потоке сурьмы 3 s с последующим ростом слоя GaSb. После роста слоя GaSb поверхность выдерживалась в потоке сурьмы 3 s, после закрытия потока сурьмы открывался поток индия на 1 s, и затем начинался рост InAs.

Для характеристики морфологии поверхности выращенных сверхрешеток проводились измерения на атомно-силовом микроскопе (АСМ) на участках $15 \times 15 \mu\text{m}$ (рис. 1). Поверхность T2SL1 шероховатая, с холмами высотой около 0.6 nm и шириной около 300 nm. При анализе профиля высот виден ступенчатый характер поверхности (вставка на рис. 1). Поверхность T2SL2 более гладкая. Статистический анализ АСМ-изображений показал величину среднеквадратичной шероховатости поверхности 0.24 nm для T2SL1 и 0.13 nm для T2SL2.

Структурное совершенство образцов анализировалось методом рентгеновской дифракции на двухкристальном рентгеновском дифрактометре с использованием кристалла-монокроматора Ge(004) и излучения $\text{CuK}\alpha_1$ ($\lambda = 1.54056 \text{ \AA}$). На рис. 2 представлены экспериментальные и расчетные кривые дифракционного отражения (КДО) T2SL2, полученные в геометрии симметричного отражения относительно узла (004). КДО содержат пик подложки GaSb, пик от буферного слоя GaAsSb и пики-спутники от периодической структуры. Положение нулевого спутника соответствует среднему элементному составу сверхрешетки.

Появление пика рядом с пиком подложки GaSb(004) на КДО T2SL2 мы связываем с добавкой мышьяка в буферный слой и образованием твердого раствора $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$. Отклонение пика на величину $+130 \text{ arcsec}$ соответствует $x \approx 0.8\%$. Фоновый мышьяк в МЛЭ-установке, видимо, остался после роста As_3 -арсенидов, что ранее наблюдалось в работах [8,9]. На КДО T2SL1 пики буферного слоя и подложки совпадают. Рассогласование среднего параметра решеток T2SL1 и T2SL2

относительно подложки, определенное по сдвигу нулевого спутника относительно пика подложки, составило $\Delta a/a = 0.129$ и 0.267% соответственно, что обусловлено большим содержанием InAs в T2SL2. Полная ширина на половине высоты нулевого спутника T2SL1 и T2SL2 составляет 200 и 30 arcsec соответственно, что указывает на более высокое структурное совершенство T2SL2. Это согласуется с данными АСМ. Вероятно, более толстый буферный слой GaAsSb имеет более гладкую поверхность, чем тонкий буферный слой GaSb, несмотря на шероховатость, присущую твердому раствору [10], и она сохраняется при росте полной структуры. Угловое расстояние между спутниками определяется толщиной периода сверхрешетки. В исследованных структурах наблюдаются спутники до четвертого порядка, что свидетельствует о высоком качестве и строгой периодичности сверхрешеток. Отметим, что толщины слоев T2SL2 14.7 ML/7.9 ML, заложенные при моделировании КДО, близки к толщинам, задаваемым при росте сверхрешетки (13.5 ML/7 ML).

Спектры ИК-поглощения были получены с помощью вакуумного фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v с автоматизированной приставкой для измерения пропускания и отражения A510/Q-T. Угол падения излучения на образец составлял 11° . Рассеянный образцом свет собирался в телесном угле $\pm 5^\circ$. В качестве источника ИК-излучения использовались глобар и светодетель на основе КВг. Вакуумные условия обеспечивали отсутствие влияния атмосферного воздействия на измеряемые спектры в диапазоне $1\text{--}25 \mu\text{m}$. В ходе экспериментов были измерены спектры отражения и пропускания сверхрешеток T2SL1 и T2SL2, а также подложки GaSb. Для определения коэффициента поглощения α и коэффициента отражения R подложки на основе измеренных значений отражения R_m и пропускания T_m подложки сначала были получены значения R численным решени-

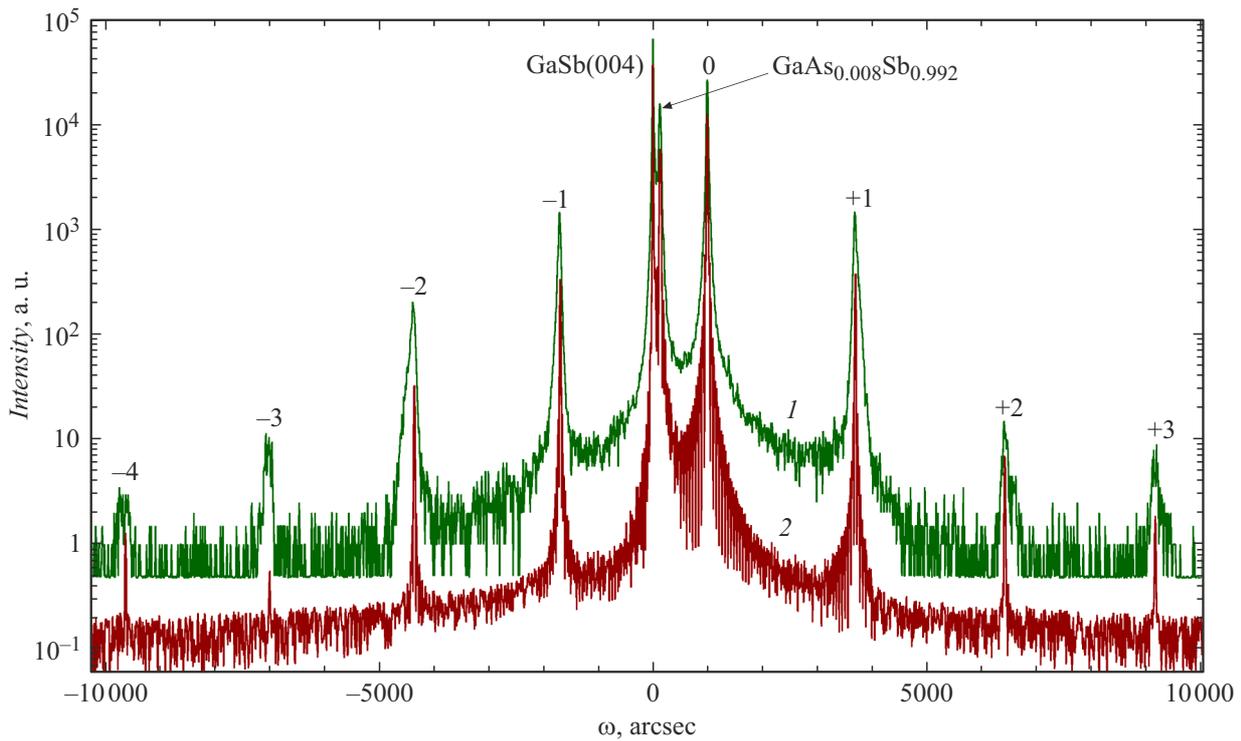


Рис. 2. Экспериментальная (1) и расчетная (2) кривые дифракционного отражения, полученные в геометрии симметричного отражения (004) для образца T2SL2.

ем правого равенства трансцендентного выражения из работы [11]:

$$\exp(-2\alpha d) = \frac{(1 - R - A_m)^2}{(1 - R - RA_m)^2} = \frac{R_m - R}{R(1 - 2R + RR_m)}, \quad (1)$$

где A_m — поглощательная способность, d — толщина подложки. Из рассчитанного значения R был вычислен коэффициент поглощения подложки α . При использовании полученных значений α и R подложки и измеренного пропускания сверхрешетки был рассчитан коэффициент поглощения сверхрешетки по формуле из работы [12]:

$$T_{mS} = \frac{(1 - R)^2 \exp(-\alpha d) \exp(-\alpha_S d_S)}{1 - R^2 \exp(-2\alpha d) \exp(-2\alpha_S d_S)}. \quad (2)$$

Здесь T_{mS} — измеренное пропускание сверхрешетки, α_S — коэффициент поглощения сверхрешетки, d_S — толщина сверхрешетки. Коэффициенты поглощения сверхрешеток приведены на рис. 3.

Длинноволновый край полосы поглощения T2SL1 составляет $\sim 5.6 \mu\text{m}$, а T2SL2 $\sim 9 \mu\text{m}$. Полученные спектры поглощения близки как по амплитуде, так и по форме кривой поглощения к спектрам аналогичных сверхрешеток InAs/GaSb, полученных в работах [6,13,14]. Форма спектра определяется силами осцилляторов, которые зависят от толщин слоев сверхрешетки. На вставке к рис. 3 схематично показаны минизоны, образующиеся в энергетическом спектре сверхрешетки.

Таким образом, в работе продемонстрированы результаты роста и исследования структурных и оптических свойств короткопериодных напряженных сверхрешеток InAs/GaSb второго рода на подложках GaSb. Показано, что выбранные условия роста буфера, сверхрешеток и формирования гетерограниц со связями In–Sb между слоями сверхрешеток позволяют получить сверхрешетки с высокой повторяемостью периодов и хорошими оптическими параметрами. Морфология поверхности и структурное совершенство образцов улучшаются при увеличении толщины буферного слоя. Измеренные толщины слоев близки к толщинам, задаваемым при росте сверхрешеток. Край спектра поглощения сверхрешеток управляемо смещается в красную сторону при изменении толщины их слоев: от ~ 5.6 до $\sim 9 \mu\text{m}$. Оптические параметры сверхрешеток близки к параметрам лучших образцов, полученных в мире.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФП СО РАН (тема № FWGW-2022-0005).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

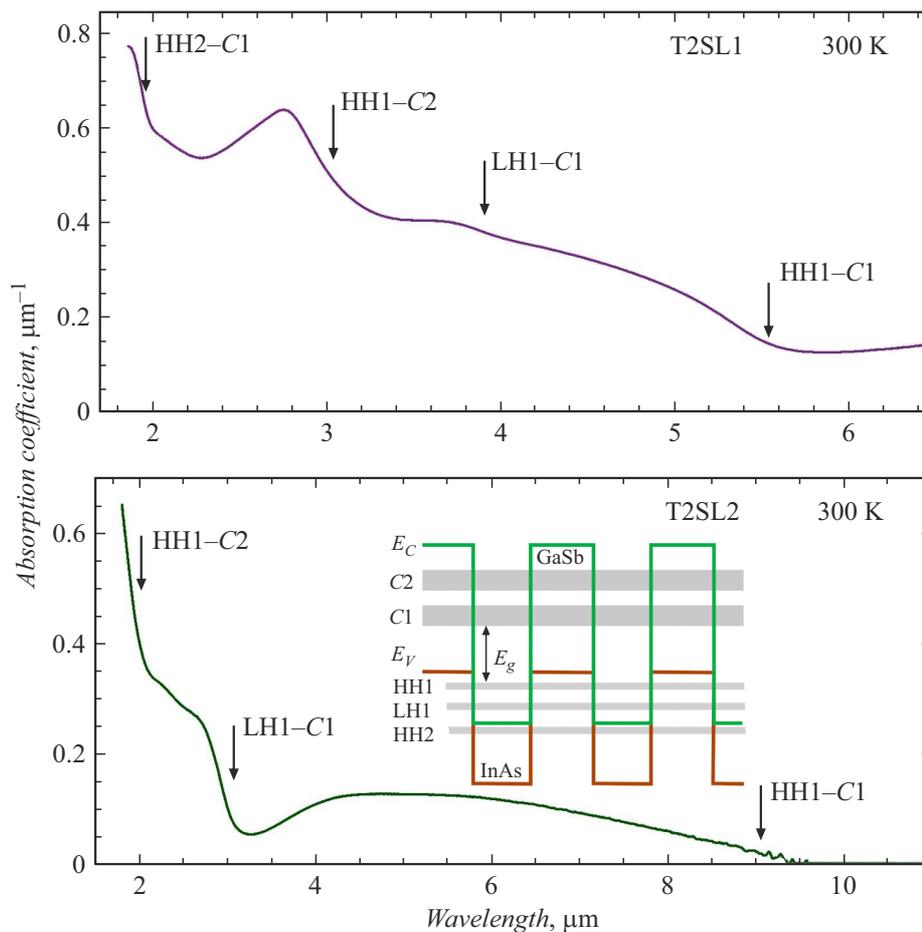


Рис. 3. Спектры поглощения сверхрешеток. На вставке схематично показаны края зоны проводимости и валентной зоны InAs и GaSb, а также образующиеся в сверхрешетке минизоны электронов (C1 и C2), тяжелых (HH1 и HH2) и легких (LH1) дырок. Стрелками отмечены положения переходов согласно данным работы [13].

Список литературы

- [1] A. Rogalski, P. Martyniuk, M. Kopytko, *Appl. Phys. Rev.*, **4** (3), 31304 (2017). DOI: 10.1063/1.4999077
- [2] D. Ramos, M. Delmas, L. Höglund, R. Ivanov, L. Žurauskaitė, D. Evans, D. Rihtnesberg, L. Bendrot, S. Smuk, A. Smuk, S. Becanovic, S. Almqvist, P. Tinghag, S. Fattala, E. Costard, P.E. Hellström, *Appl. Phys. Lett.*, **123** (18), 181102 (2023). DOI: 10.1063/5.0176652
- [3] D. Kwan, M. Kesaria, E.A. Anyebe, D. Huffaker, *Infrared Phys. Technol.*, **116**, 103756 (2021). DOI: 10.1016/j.infrared.2021.103756
- [4] D.O. Alshahrani, M. Kesaria, E.A. Anyebe, V. Srivastava, D.L. Huffaker, *Adv. Photon. Res.*, **3** (2), 2100094 (2021). DOI: 10.1002/adpr.202100094
- [5] M. Walther, R. Rehm, J. Schmitz, J. Niemasz, F. Rutz, A. Wörl, L. Kirste, R. Scheibner, J. Wendler, J. Ziegler, *Proc. SPIE*, **7945**, 79451N (2011). DOI: 10.1117/12.875159
- [6] Y. Livneh, P.C. Klipstein, O. Klin, N. Snapi, S. Grossman, A. Glozman, E. Weiss, *Phys. Rev. B*, **86** (23), 235311 (2012). DOI: 10.1103/physrevb.86.235311
- [7] Y. Zhang, W. Ma, Y. Cao, J. Huang, Y. Wei, K. Cui, J. Shao, *IEEE J. Quantum Electron.*, **47** (12), 1475 (2011). DOI: 10.1109/jqe.2011.2168947
- [8] A. Jasik, J. Kubacka-Traczyk, K. Regiński, I. Sankowska, R. Jakiela, A. Wawro, J. Kaniewski, *J. Appl. Phys.*, **110** (7), 73509 (2011). DOI: 10.1063/1.3642995
- [9] A. Jasik, I. Sankowska, K. Regiński, E. Machowska-Podsiadło, A. Wawro, M. Wzorek, R. Kruszka, R. Jakiela, J. Kubacka-Traczyk, M. Motyka, J. Kaniewski, in: *Crystal growth: theory, mechanisms and morphology*, ed. by J.P. Isaac, N.A. Manasco (Nova Science Publ., Inc., 2012), ch. 9, p. 293–327.
- [10] B.J. Spencer, P.W. Voorhees, J. Tersoff, *Phys. Rev. B*, **64** (23), 235318 (2001). DOI: 10.1103/physrevb.64.235318
- [11] D.C. Look, J.H. Leach, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **34** (4), 04J105 (2016). DOI: 10.1116/1.4954211
- [12] G. Ariyawansa, E. Steenbergen, L.J. Bissell, J.M. Duran, J.E. Scheihing, M.T. Eismann, *Proc. SPIE*, **9070**, 90701J (2014). DOI: 10.1117/12.2057506
- [13] P.-F. Qiao, S. Mou, S.L. Chuang, *Opt. Express*, **20** (3), 2319 (2012). DOI: 10.1364/oe.20.002319
- [14] H. Katayama, T. Takekawa, M. Kimata, H. Inada, Y. Iguchi, *Infrared Phys. Technol.*, **70**, 53 (2015). DOI: 10.1016/j.infrared.2014.10.014