

07

Эпитаксиальные напряжения в фотопроводящем слое InGaAs для THz-антенн

© Д.И. Хусяинов¹, А.М. Буряков¹, В.Р. Билык¹, Е.Д. Мишина¹,
Д.С. Пономарев², Р.А. Хабибуллин², А.Э. Ячменев²

¹ Московский технологический университет „МИРЭА“

² Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН,
Москва

E-mail: Dinar1434429@mail.ru

Поступило в Редакцию 7 июля 2017 г.

Методами оптического зондирования при фемтосекундной лазерной накачке (optical pump-probe) и терагерцевой спектроскопии во временной области исследовано влияние эпитаксиальных напряжений на динамику неравновесных носителей заряда, а также спектр терагерцевого излучения в пленках $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Продемонстрировано снижение времени жизни неравновесных носителей заряда и увеличение ширины спектра терагерцевого излучения для пленки $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с большим механическим напряжением.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.22.45260.16958

Источники излучения в терагерцовом (THz) спектральном диапазоне являются востребованными для диагностики разнообразных объектов в медицине, сфере безопасности и науке [1–3]. В настоящее время разработка источников THz-излучения ведется по двум направлениям: оптимизация формы электродов для генераторов и детекторов THz-излучения [4] и использование новых материалов или модификация свойств уже имеющихся [5]. Тройное соединение $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ (где y — мольная доля индия) — хорошо известный материал для фотопроводящих THz-антенн. Такие антенны требуют оптической накачки на длинах волн 0.74–1.5 μm . Наиболее часто в THz-спектроскопии используется соединение $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с $y = 0.53$ благодаря соответствию параметров кристаллической решетки этого соединения параметрам подложки из фосфида индия (InP). Однако подложки InP достаточно дорогие, хрупкие и обладают более низкой пропускной способностью THz-излучения,

чем подложки из арсенида галлия (GaAs), стоимость которых почти в 2 раза меньше. При этом рассогласование кристаллических решеток GaAs и $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ можно использовать для создания механических напряжений в эпитаксиальном слое на границе раздела с подложкой, модифицируя свойства материала, применяющегося для генерации или детектирования ТГц-излучения [6]. Для снижения напряжений в слое $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ используется метаморфный буферный слой (МБ), который чаще всего представляет собой слои широкозонного материала $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с постепенно меняющейся мольной долей индия x от 0.01 до нужного значения мольной доли индия в пленке $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ [7]. Количество слоев, толщина и градиент изменения концентрации доли индия в слоях $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ подбираются специально для наилучшего согласования кристаллических решеток подложки и $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ за счет формирования дефектов в слоях МБ [6].

В настоящей работе было проведено исследование влияния эпитаксиальных напряжений на временные релаксационные константы, ширину ТГц-спектра и амплитуду ТГц-излучения пленок $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$.

Для исследования динамики носителей заряда, а также генерации ТГц-излучения было выбрано соединение $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с $y = 0.38$ и $E_g = 0.918$ eV. Все образцы изготавливались методом молекулярно-лучевой эпитаксии, температура подложки во время роста активных слоев $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ составляла 490°C . Были изготовлены два типа структур: 1) слой $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ толщиной $2\ \mu\text{m}$, выращенный непосредственно на подложке GaAs (образец A); 2) слой $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ на переходном МБ толщиной $\sim 1\ \mu\text{m}$ также на подложке GaAs (образец B). МБ состоял из семи слоев $\text{In}_{0.1-0.46}\text{AlAs}$ с постепенным увеличением мольной доли индия и выполнял роль барьера для дефектов и дислокаций, предотвращающего попадание их в фотопроводящий слой. Для минимизации упругих напряжений (образец B) после МБ перед активным слоем формировалась инверсная ступень. Конструкция образца B показана на рис. 1, более подробно его свойства исследованы в работе [8].

Методика „optical pump-probe“ (далее по аналогии с англоязычной будет употребляться формулировка „оптическая накачка–зондирование“) в геометрии на отражение использовалась для измерения сверхбыстрой динамики неравновесных носителей заряда в исследуемых образцах. Экспериментальная установка описана в [9]. Экспериментальные результаты были интерпретированы при помощи

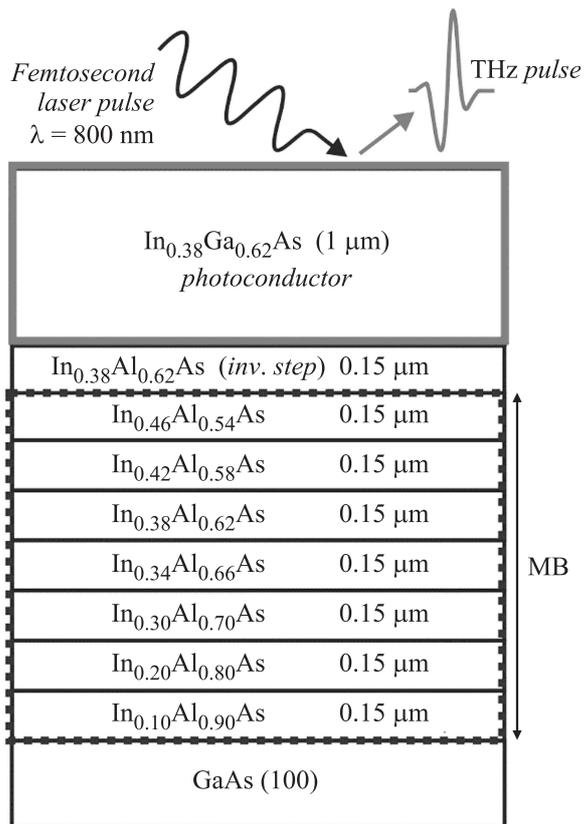


Рис. 1. Схема и толщины слоев образца В.

двухэкспоненциальной модели [10]:

$$\frac{\Delta R}{R}(t_d) = \frac{A}{2} \exp\left(\frac{w^2}{4t_1^2} - \frac{t_d}{t_1}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{t_d}{w} - \frac{w}{2t_1}\right) + 1 \right] + \frac{B}{2} \exp\left(\frac{w^2}{4t_2^2} - \frac{t_d}{t_2}\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{t_d}{w} - \frac{w}{2t_2}\right) + 1 \right], \quad (1)$$

где ΔR — изменение интенсивности отраженного импульса зондирования, вызванное импульсом накачки; R — интенсивность отраженного

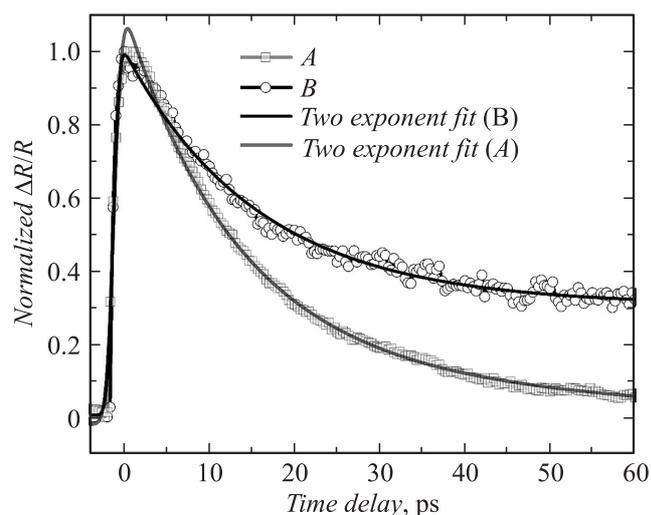


Рис. 2. Нормализованный сигнал $\Delta R/R$ для образцов A и B.

импульса зондирования до воздействия импульса накачки; t_d — время задержки между импульсами накачки и зондирования; A , B — параметры подгонки; w — время возбуждения; t_1 , t_2 — временные константы, которые характеризуют двухэкспоненциальную релаксационную зависимость. Экспериментальные зависимости $\Delta R/R(t_d)$ для обоих типов образцов представлены на рис. 2. Возбуждение неравновесных носителей заряда характеризуется резким ростом $\Delta R/R$ на временах $t_d < 0$. Релаксационная часть характеризуется двумя частями: быстрым спадом $\Delta R/R$ на временах $0 < t_d < 20$ ps и медленным спадом на временах $20 < t_d < 60$ ps.

Методика терагерцевой временной спектроскопии (THz-TDS) использовалась для измерения амплитуды THz-импульса во временном масштабе. Оптический импульс накачки со средней плотностью мощности 60 mW после прохождения через линию задержки фокусировался на поверхности образца при помощи объектива с пятикратным увеличением. THz-импульс генерировался в фотопроводящем слое образцов и собирался при помощи первого параболического зеркала, после чего фокусировался на поверхности кристалла детектора из

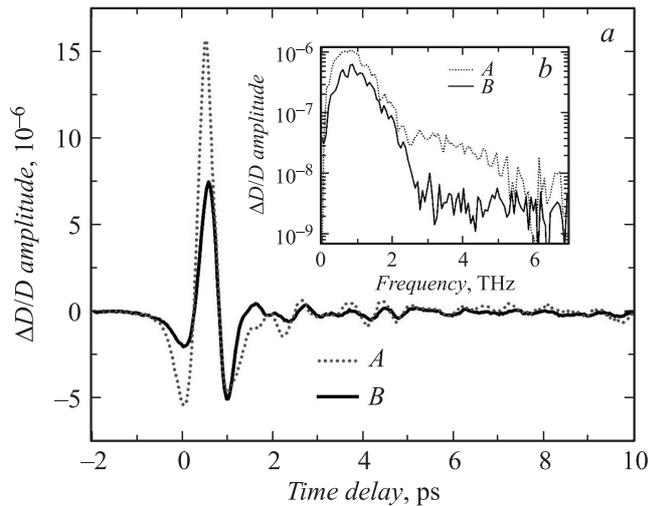


Рис. 3. Сравнение образцов *A* и *B*. *a* — сигнал $\Delta D/D$, индуцированный THz-импульсом; *b* — БПФ сигнала $\Delta D/D$.

теллурида цинка (ZnTe) при помощи второго параболического зеркала. Подробная схема установки представлена в [11]. Прошедший импульс зондирования через кристалл детектора регистрировался при помощи фотодиода и синхронного детектора. На пути зондирующего импульса были установлены поляризатор и анализатор, поляризации которых находились в скрещенном состоянии. Экспериментальные зависимости $\Delta D/D$ представлены на рис. 3, *a*. Сигнал $\Delta D/D$ характеризуется спадом на временах $-1 < t_d < 0$ ps, после которого следуют резкое увеличение сигнала и последующие осцилляции на временах $0 < t_d < 10$ ps. Быстрое преобразование Фурье (БПФ) сигнала $\Delta D/D$, индуцированного THz-импульсом, для образцов *A* и *B* представлено на рис. 3, *b*. БПФ на рис. 3, *b* демонстрирует резкое увеличение амплитуды сигнала на частотах от 0 до 1 THz. В диапазоне от 1 до 6 THz либо амплитуда спадает быстро (образец *B*), либо наблюдается слабый спад амплитуды (образец *A*).

Экспериментальные зависимости динамики неравновесных носителей заряда продемонстрировали расхождение для образцов *A* и *B*.

Константы времени жизни t_1 и t_2

| Образец | t_1, ps | t_2, ps |
|---------|------------------|------------------|
| A | 12.7 | 52.5 |
| B | 14 | $\gg 100$ |

Оба образца показали медленную релаксацию (медленный спад $\Delta R/R$) неравновесных носителей заряда, которая обусловлена рекомбинацией последних. При этом для образца A спад $\Delta R/R$ происходил быстрее, чем для образца B. В результате аппроксимации были получены характерные времена жизни неравновесных носителей заряда, представленные в таблице. Видно, что образец A обеспечивает меньшие времена жизни неравновесных носителей t_1 и t_2 , чем образец B. Такое поведение $\Delta R/R$, возможно, обусловлено эпитаксиальными напряжениями в образце A благодаря формированию дефектных или рекомбинационных центров в запрещенной зоне, которые позволяют сократить время жизни неравновесных носителей заряда [12].

Зависимости генерируемого образцами THz-импульса от времени показали почти двукратное увеличение его амплитуды для образца A. Снижение амплитуды генерируемого THz-импульса от образца B может быть связано с переотражением THz-волн от слоев InAlAs в МБ.

БПФ сигнала $\Delta D/D$ (рис. 3, b) показывает незначительные различия в спектре THz-излучения на частотах от 0 до 2 THz для двух образцов. Видно, что для образца A спектр шире, чем для образца B. На частотах от 2 до 6 THz заметны значительные изменения в спектре. Частотный спектр THz-излучения для образца B практически заканчивается на 3 THz и выходит на уровень шума, в то время как частотный спектр образца A заканчивается только на частоте 6 THz. Более широкий THz-спектр в образце A обусловлен меньшим временем жизни фотовозбужденных носителей заряда, чем в образце B [13].

В заключение методами оптической накачки-зондирования и TDS были исследованы образцы с фотопроводящим слоем $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$ без МБ и с переходным МБ (A и B соответственно). Для интерпретации динамики неравновесных носителей использовалась двухэкспоненциальная аппроксимация, которая продемонстрировала снижение времени жизни неравновесных носителей заряда t_1 на 1.3 ps и t_2 более чем

в 2 раза для образца А. Методика TDS продемонстрировала увеличение $\Delta D/D$ сигнала, индуцированного ТНz-импульсом, почти в 2 раза для образца А с эпитаксиальными напряжениями в фотопроводящем слое InGaAs. БПФ сигнала $\Delta D/D$ показало уширение ТНz-спектра и возникновение новых частот для образца А. В заключение следует отметить, что введение механических напряжений в эпитаксиальные слои является способом модификации свойств материалов на базе $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ и фотопроводящих антенн на их основе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 3.7331.2017 9.10) и грантов РФФИ 16-07-00187А и 16-29-14029 офи_м. Экспериментальная часть работы по эпитаксиальному росту образцов выполнена А.Э. Ячменевым и Д.С. Пономаревым при финансовой поддержке гранта РФФИ 14-29-00277.

Список литературы

- [1] *Jepsen P.U.* et al. // *Laser Photon. Rev.* 2011. V. 5. P. 124.
- [2] *Falconer R.J.* et al. // *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves.* 2012. V. 33. P. 973.
- [3] *Federici J.F.* et al. // *Semicond. Sci. Technol.* 2005. V. 20. P. S266.
- [4] *Berry C.W.* // *Nature Commun.* 2013. V. 4. P. 1610.
- [5] *Globisch B.* et al. // *J. Appl. Phys.* 2017. V. 121. P. 053102.
- [6] *Галиев Г.Б.* и др. // *Рос. нанотехнологии.* 2015. Т. 10. № 7–8. С. 69.
- [7] *Galiev G.B.* et al. // *J. Cryst. Growth.* 2014. V. 392. P. 11.
- [8] *Пономарев Д.С.* и др. // *ФТП.* 2017. Т. 51. С. 535.
- [9] *Khusyainov D.I.* et al. // *J. Mod. Phys. B.* 2017. V. 31. P. 1.
- [10] *Kimel A.V.* et al. // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 63. P. 235201.
- [11] *Галиев Г.Б.* и др. // *ФТП.* 2017. Т. 51. P. 529.
- [12] *Ortiz V.* et al. // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 102. P. 043515.
- [13] *Wells N.P.* et al. // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 116. P. 073506.