

07.2;09.1

Терагерцевая генерация в эпитаксиальных пленках InAs

© В.Н. Трухин, В.А. Соловьев, И.А. Мустафин, М.Ю. Чернов

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

E-mail: valera.truchin@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 12 октября 2021 г.

В окончательной редакции 26 октября 2021 г.

Принято к публикации 30 октября 2021 г.

Представлены результаты исследования генерации терагерцевого излучения в эпитаксиальных пленках InAs, синтезированных на полуизолирующих и сильнолегированных подложках GaAs, при возбуждении фемтосекундными оптическими импульсами. Показано, что терагерцевый эмиттер на основе эпитаксиальной пленки InAs, выращенной на сильнолегированной подложке GaAs *n*-типа, имеет такую же эффективность генерации терагерцевого излучения, как и в случае использования полуизолирующей подложки GaAs, но обладает значительно лучшим спектральным разрешением, которое определяется в основном параметрами оптической линии задержки и стабильностью фемтосекундного лазера.

Ключевые слова: когерентный терагерцевый эмиттер, эпитаксиальная пленка InAs, молекулярно-пучковая эпитаксия.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.03.51985.19051

Объемный полупроводник InAs на данный момент является самым эффективным терагерцевым (THz) излучателем [1]. Он используется в качестве когерентного эмиттера для THz-спектрометра с временным разрешением многими научными группами [2–4]. Для получения высоких значений подвижности носителей заряда в полупроводнике, которая определяет эффективность THz-генерации, используются эпитаксиальные слои InAs [4] и InGaAs [5,6], получаемые методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на полупроводниковых подложках. В качестве подложек в основном используются высокоомные полупроводники GaAs и InAs. Использование таких подложек приводит к генерации последовательности THz-импульсов, расстояния между которыми определяются толщиной подложки, что приводит к уменьшению спектрального разрешения THz-спектрометров с временным разрешением на основе таких эмиттеров. Для устранения THz-импульсов, отраженных от поверхности подложки, необходимо использовать полупроводник с высокой концентрацией носителей заряда, в котором происходит плазменное отражение THz-излучения и его поглощение. Применение сильнолегированных подложек GaAs позволило бы решить проблему увеличения спектрального разрешения THz-спектрометров с временным разрешением, которое определялось бы только параметрами оптической линии задержки и стабильностью работы фемтосекундного лазера. Соответственно оптимизация процесса роста полупроводниковых слоев InAs на сильнолегированных подложках и последующее исследование процесса THz-генерации в таких структурах являются актуальными и необходимыми задачами для совершенствования THz-спектрометров с временным разрешением. Отметим, что в работе [7] увеличение спектрального разрешения THz-спектрометра, использующего в качестве эмиттера

фотопроводящую антенну на основе нелегированного GaAs, было реализовано за счет встраивания отражающего металлического слоя между рабочим слоем GaAs и подложкой эмиттера. В настоящей работе мы представляем экспериментальные результаты исследования генерации THz-излучения в эпитаксиальных пленках InAs, полученных на полуизолирующих и сильнолегированных подложках GaAs.

Эпитаксиальные слои InAs были получены методом МПЭ на полуизолирующих и сильнолегированных подложках GaAs(001) с использованием установки RIBER 32P, оборудованной стандартными эффузионными ячейками для всех источников, за исключением мышьяка. В качестве источника мышьяка использовался крекинговый клапанный источник VAC-500, функционирующий в режиме формирования потока молекул мышьяка As₄. Сильнолегированные подложки представляли собой полупроводниковые пластины GaAs *n*-типа с концентрацией электронов $(1-5) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Перед осаждением слоев InAs при использовании как полуизолирующих, так и сильнолегированных подложек предварительно выращивался буферный слой GaAs толщиной 200 nm, который преднамеренно не легировался или легировался кремнием ($n = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) соответственно. Толщина преднамеренно нелегированных слоев InAs составляла 2–3 μm. Оптическое возбуждение наноструктур осуществлялось с помощью импульсного лазера Ti:Sapphire, генерирующего импульсы света с длиной волны излучения 795 nm, длительностью ~ 15 fs и частотой повторения 80 MHz (энергия импульса 2 nJ, пятно засветки $d \sim 200 \mu\text{m}$). Регистрация THz-излучения осуществлялась методом электрооптического стробирования в геометрии зеркального отражения с использованием когерентного THz-спектрометра с временным

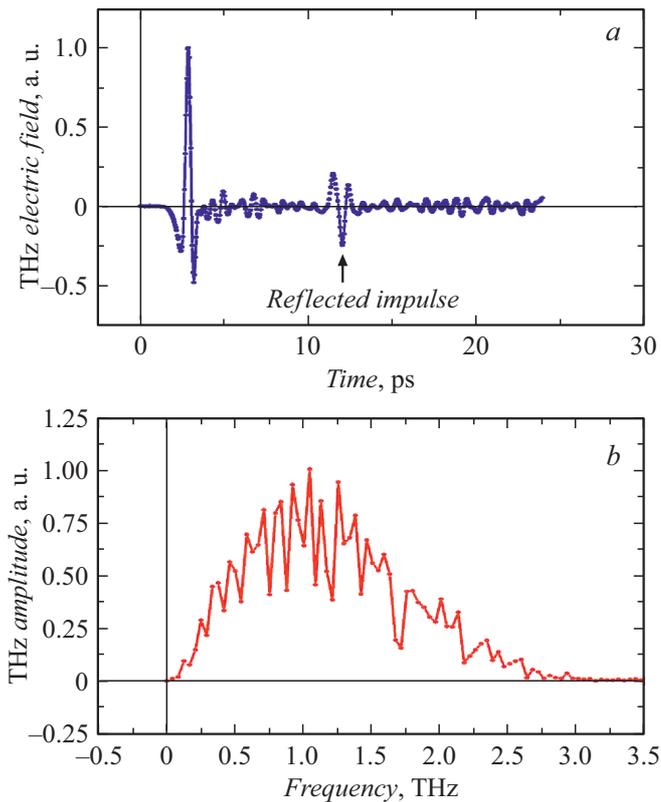


Рис. 1. THz-излучение, генерируемое в эпитаксиальном слое InAs, полученном на полуизолирующей подложке GaAs. *a* — волновая форма THz-импульса, нормированная на $E(SI)_{\max}$; *b* — нормированный спектр THz-излучения. $E(SI)_{\max}$ — максимальная амплитуда электрического поля THz-излучения, генерируемого в эпитаксиальном слое InAs, выращенном на подложке полуизолирующего GaAs.

разрешением, подробное описание которого приведено в работе [8].

В ходе эксперимента были зарегистрированы волновые формы, представляющие собой зависимость электрического поля THz-излучения от временной задержки между световым импульсом возбуждения эмиттера и пробным световым импульсом, падающим на приемную систему THz-спектрометра. Для получения спектральных компонент THz-поля было использовано быстрое преобразование Фурье. THz-излучение, генерируемое эмиттером на основе InAs, полученного на полуизолирующей подложке, представляло собой последовательность импульсов (рис. 1, *a*). На волновой форме THz-импульса, прошедшего через свободное пространство, наблюдался второй импульс, имеющий противоположное направление THz-поля и задержанный относительно основного на 9.15 ps. Наличие этого импульса обусловлено отражением от задней поверхности подложки THz-излучения, распространяющегося в прямом направлении. Зависимость амплитуды THz-импульса от интенсивности возбуждающего излучения имела линейный характер вплоть до максимальных значений,

используемых в эксперименте. Соответственно использование временного окна с протяженностью, большей, чем интервал между первым и вторым импульсами, приводило к появлению синусоидальных биений в спектре (рис. 1, *b*). Сужение временного окна до значения интервала между первым и вторым импульсами для фурье-преобразования уменьшает спектральное разрешение, которое в этом случае будет определяться обратной величиной временного интервала.

THz-излучение, генерируемое в образце на основе эпитаксиальной пленки InAs, синтезированной на легированной подложке GaAs, представляло собой один основной импульс и последующие слабые по амплитуде импульсы, обусловленные рассеянием THz-излучения на молекулах воды, содержащихся в воздухе (рис. 2, *a*). Максимальная амплитуда THz-импульса была того же порядка величины, что и амплитуда THz-импульса, генерируемого эмиттером на основе эпитаксиальной пленки InAs, полученной на полуизолирующей подложке GaAs. Соответственно спектр THz-импульса, генерируемого эмиттером на основе эпитаксиальной пленки InAs, синтезированной на легированной подложке GaAs, не содержал синусоидальных биений (рис. 2, *b*). Спектральные линии поглощения были обусловлены поглощением THz-излучения в окружающей среде. Еще од-

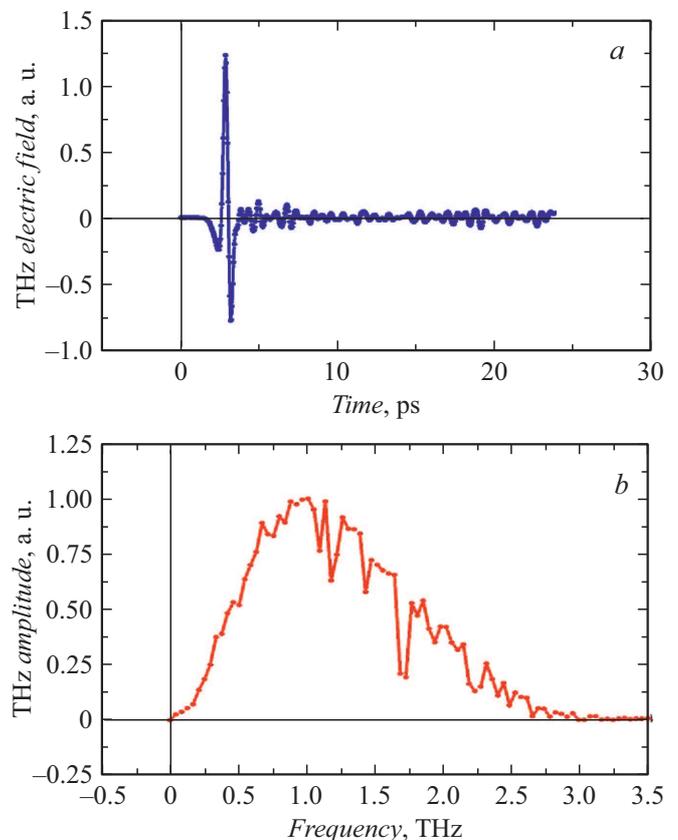


Рис. 2. THz-излучение, генерируемое в эпитаксиальном слое InAs, полученном на сильнолегированной подложке GaAs. *a* — волновая форма THz-импульса, нормированная на $E(SI)_{\max}$; *b* — нормированный спектр THz-излучения.

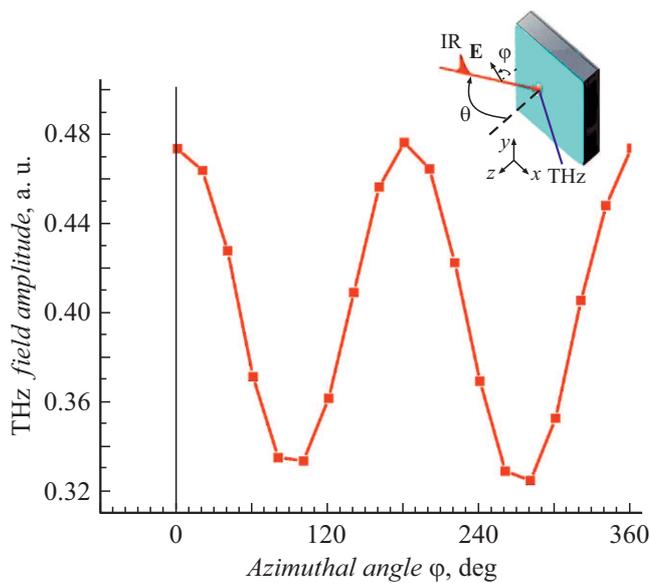


Рис. 3. Поляризационная зависимость ТГц-поля. На вставке — геометрия эксперимента (θ — угол падения).

ним веским подтверждением отсутствия ТГц-импульса, связанного с отражением от задней грани подложки, явились эксперименты по исследованию пропускания ТГц-излучения через эти образцы. Коэффициент пропускания ТГц-излучения составил менее $5 \cdot 10^{-5}$ во всем спектральном диапазоне. Таким образом, полученные результаты подтвердили, что ТГц-излучение, генерируемое в прямом направлении в эпитаксиальной пленке InAs, синтезированной на легированной подложке GaAs, отражается на границе InAs/GaAs за счет плазменного отражения, а частично прошедшее через эту границу излучение полностью поглощается в подложке. Исследование зависимости амплитуды ТГц-импульса от интенсивности возбуждающего излучения показало, что она имеет линейный вид при используемых в эксперименте интенсивностях возбуждающего излучения. Также экспериментально была продемонстрирована независимость эффективности ТГц-генерации от ориентации кристалла InAs в плоскости раздела двух сред (полупроводник InAs и окружающая среда), на которую падает излучение. Зависимость ТГц-поля от угла между направлением вектора напряженности электрического поля световой волны и плоскостью падения имела синусоидальный характер (рис. 3). ТГц-поле не меняется при смене поляризации возбуждающего света от ТМ к ТЕ, и для ТЕ-поляризации амплитуда становится меньше. Такая зависимость определяется формулами Френеля, связывающими амплитуду преломленной электромагнитной волны с амплитудой волны, падающей на плоскую границу раздела двух сред с разными показателями преломления.

Генерация ТГц-излучения при освещении фемтосекундным лазерным излучением поверхности InAs в основном определяется двумя эффектами: фототоком при

возбуждении электронно-дырочной плазмы и нелинейно-оптическими эффектами из-за оптических нелинейностей второго (оптическое выпрямление) и третьего порядка (индуцированное электрическим полем оптическое выпрямление). Ввиду того что эффективность ТГц-генерации в эпитаксиальной пленке InAs не зависит от ориентации кристалла, нелинейно-оптические эффекты вносят незначительный вклад в ТГц-генерацию. В отличие от GaAs, в котором поверхностное поле значительно, в полупроводнике InAs поверхностное поле мало. Поэтому вклад дрейфового тока фотовозбужденных электронов в процесс ТГц-генерации, по-видимому, мал. На незначительность этого вклада указывают и результаты исследования зависимости эффективности ТГц-генерации от интенсивности возбуждающего излучения, а именно отсутствие насыщения в зависимости амплитуды ТГц-импульса от интенсивности света, которое обуславливается экранировкой поверхностного поля за счет разделения в этом поле возбужденных светом электронов и дырок. Таким образом, полученные результаты исследования процесса ТГц-генерации в эпитаксиальной пленке InAs при ее возбуждении фемтосекундными световыми импульсами позволяют определить возможные механизмы ТГц-генерации. Эти механизмы обусловлены генерацией фототока, возникающего из-за эффекта Дембера, вызванного пространственным разделением фотовозбужденных электронов и дырок, движущихся с разными скоростями от освещенной поверхности внутрь образца (эффект амбиполярной диффузии), а также возникающей анизотропией в импульсном распределении фотоэлектронов за счет отражения от поверхности кристалла InAs (так называемый „реактивный“ эффект [9]).

В заключение отметим, что в работе представлены результаты исследования ТГц-генерации в эпитаксиальных слоях InAs, полученных методом МПЭ на полуизолирующих и сильнолегированных подложках GaAs, при возбуждении фемтосекундными оптическими импульсами. Установлено, что ТГц-эмиттер на основе эпитаксиальной пленки InAs, синтезированной на легированной подложке GaAs, имеет такую же генерационную эффективность, как и эмиттер на основе эпитаксиальной пленки InAs, синтезированной на полуизолирующей подложке GaAs, но обладает значительно лучшим спектральным разрешением, которое определяется в основном параметрами оптической линии задержки и стабильностью фемтосекундного лазера. Механизмы ТГц-генерации в эпитаксиальной пленке InAs при возбуждении фемтосекундными оптическими импульсами обусловлены как генерацией фототока, возникающего из-за эффекта Дембера, вызванного пространственным разделением фотовозбужденных электронов и дырок, движущихся с разными скоростями от освещенной поверхности внутрь образца, так и возникающей анизотропией в импульсном распределении фотоэлектронов за счет отражения от поверхности кристалла InAs.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках соглашения № 075-15-2021-998 от 23.09.2021 г.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V.L. Malevich, R. Adomavičius, A. Krotkus, *Comptes Rendus Phys.*, **9** (2), 130 (2008). DOI: 10.1016/j.crchy.2007.09.014
- [2] H.-T. Chen, R. Kersting, *Appl. Phys. Lett.*, **83** (15), 3009 (2003). DOI: 10.1063/1.1616668
- [3] I. Nevinskas, F. Kadlec, C. Kadlec, R. Butkutė, A. Krotkus, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **52** (36), 365301 (2019). DOI: 10.1088/1361-6463/ab28e7
- [4] А.В. Андрианов, А.Н. Алешин, *Письма в ЖТФ*, **46** (10), 51 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.10.49434.18269 [A.V. Andrianov, A.N. Aleshin, *Tech. Phys. Lett.*, **46** (5), 510 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020050181].
- [5] Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин, А.Э. Ячменев, П.П. Мальцев, М.М. Грехов, И.Е. Иляков, Б.В. Шишкин, Р.А. Ахмеджанов, *ФТП*, **51** (4), 535 (2017). DOI: 10.21883/FTP.2017.04.44348.8413 [D.S. Ponomarev, R.A. Khabibullin, A.E. Yachmenev, P.P. Maltsev, M.M. Grekhov, I.E. Ilyakov, B.V. Shishkin, R.A. Akhmedzhanov, *Semiconductors*, **51** (4), 509 (2017). DOI: 10.1134/S1063782617040170].
- [6] I.E. Ilyakov, B.V. Shishkin, V.L. Malevich, D.S. Ponomarev, R.R. Galiev, A.Yu. Pavlov, A.E. Yachmenev, S.P. Kovalev, M. Chen, R.A. Akhmedzhanov, R.A. Khabibullin, *Opt. Lett.*, **46** (14), 3360 (2021). DOI: 10.1364/OL.428599
- [7] K. Maussang, A. Brewer, J. Palomo, J.-M. Manceau, R. Colombelli, I. Sagnes, J. Mangeney, J. Tignon, S.S. Dhillon, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **6** (1), 20 (2016). DOI: 10.1109/THZ.2015.2504794
- [8] В.Н. Трухин, А.Д. Буравлев, И.А. Мустафин, Г.Э. Цырлин, Д.И. Курицын, В.В. Румянцев, С.В. Морозов, J.P. Kakko, T. Huhtio, H. Lipsanen, *ФТП*, **50** (12), 1587 (2016). DOI: 10.21883/ftp.2016.12.43880.52 [V.N. Trukhin, A.D. Bouravleuv, I.A. Mustafin, G.E. Cirilin, D.I. Kuritsyn, V.V. Rumyantsev, S.V. Morosov, J.P. Kakko, T. Huhtio, H. Lipsanen, *Semiconductors*, **50** (12), 1561 (2016). DOI: 10.1134/S1063782616120241].
- [9] В.И. Белинчер, С.М. Рывкин, *ЖЭТФ*, **81** (1), 353 (1981). [V.I. Belinicher, S.M. Ryvkin, *Sov. Phys. JETP*, **54** (1), 190 (1981). http://jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_054_01_01_0190.pdf].