

07

Проявление эффекта экранирования электрического поля в процессе генерации терагерцевого излучения в p – n -гетероструктурах a -Si:H/ a -SiC:H/ c -Si при фотовозбуждении ультракороткими лазерными импульсами

© А.В. Андрианов¹, Е.И. Теруков^{1–3}, А.Н. Алешин¹, С.Н. Аболмасов^{1,3}

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, Санкт-Петербург, Россия

³ НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: alex.andrianov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 20 декабря 2024 г.

В окончательной редакции 31 января 2025 г.

Принято к публикации 31 января 2025 г.

Приводятся данные о проявлении сильного влияния эффекта экранирования электрического поля в p – n -гетероструктурах a -Si:H/ a -SiC:H/ c -Si на свойства генерируемого терагерцевого (THz) излучения в таких структурах в условиях межзонного фотовозбуждения фемтосекундными лазерными импульсами. Экранирование поля в структуре неравновесными носителями заряда при высокой интенсивности накачки приводит к смене направления электрического поля генерируемой THz электромагнитной волны, что проявляется в смене полярности импульса детектируемого THz-сигнала. Смену полярности сигнала можно связать со сменой направления быстрой составляющей фототока в структуре, ответственной за THz-генерацию. Наблюдается смена полярности импульса THz-излучения как при изменении интенсивности фотовозбуждения, так и при изменении напряжения смещения.

Ключевые слова: терагерцевое электромагнитное излучение, гетероструктуры, фемтосекундное лазерное возбуждение, быстрый фототок.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.10.60327.20232

Хорошо известно, что при фотовозбуждении фемтосекундными лазерными импульсами как объемных полупроводников, так и полупроводниковых структур генерируются субпикосекундные импульсы электромагнитного излучения терагерцевого (THz) частотного диапазона, содержащие несколько циклов электромагнитных колебаний [1,2]. Механизм такой THz-генерации связан с возбуждением в материале или структуре быстрого дипольного момента или короткого импульса фототока. Амплитуда электрического поля генерируемой при этом электромагнитной волны в дальнем поле (на THz-детекторе) пропорциональна второй временной производной дипольного момента или первой производной фототока, созданного фемтосекундным лазерным излучением [3]. Методика генерации THz-излучения с использованием фемтосекундных лазерных импульсов нашла широкое применение в THz-спектроскопии во временной области (THz time domain spectroscopy (THz-TDS)) и THz-визуализации самых различных объектов [4]. В такой спектроскопии измеряются как амплитуда, так и фаза электромагнитной волны, что выгодно отличает ее от традиционных методик спектроскопии, базирующихся на измерении интенсивности излучения [4].

Первая работа по генерации THz-излучения при межзонном фотовозбуждении фемтосекундными лазерными импульсами p – n -структур была выполнена на кремни-

евых структурах [5]. Эффект был объяснен ускорением фотовозбужденных носителей заряда в сильном встроенном электрическом поле структуры и соответственно формированием короткого всплеска фототока большой амплитуды. При этом было обращено внимание на сравнительно высокую эффективность такой THz-генерации. Был выполнен также ряд работ по THz-генерации в гетероструктурах с p – n -переходами на основе полупроводников A_3B_5 [6–9]. В этих работах было отмечено определенное влияние эффекта экранирования встроенного электрического поля неравновесными носителями заряда на THz-генерацию.

В настоящей работе приведены результаты исследования генерации THz-излучения в условиях межзонного фотовозбуждения ультракороткими лазерными импульсами p – n -гетероструктур на основе a -Si:H/ a -SiC:H/ c -Si. THz-излучение в таких структурах было обнаружено ранее [10,11]. Данные, полученные в настоящей работе, свидетельствуют о сильном влиянии эффекта экранирования электрического поля (ЭЭП) в p – n -гетероструктурах на свойства генерируемого THz-излучения. ЭЭП неравновесными носителями заряда при высокой интенсивности фотовозбуждения (высокой интенсивности накачки) может приводить даже к смене направления быстрой составляющей полного фототока, которая ответственна за THz-генерацию, что в свою очередь проявляется в смене полярности им-

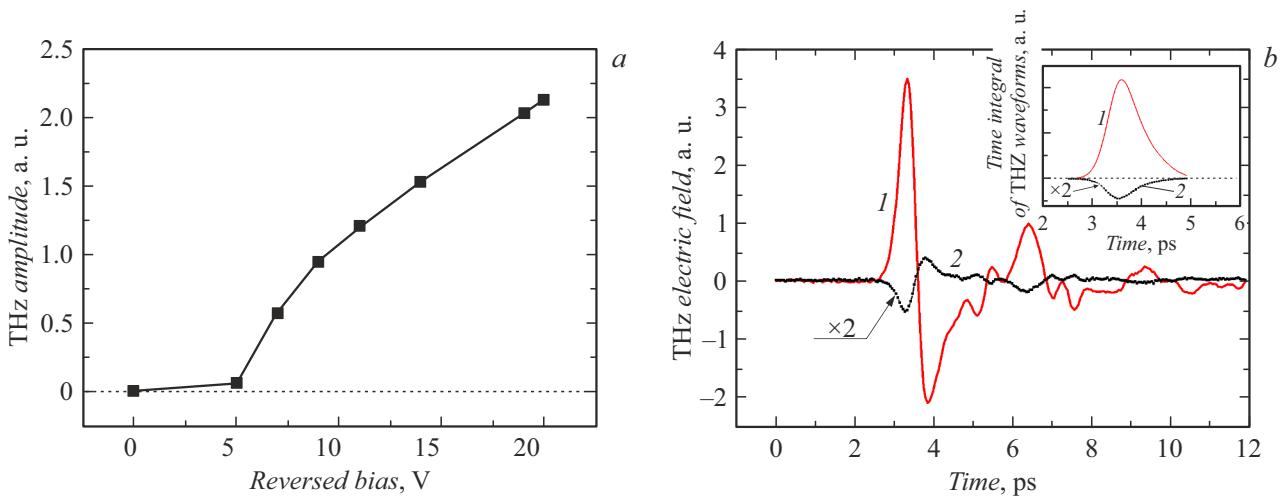


Рис. 1. *a* — зависимость амплитуды импульса ТГц-излучения, генерируемого в p – n -гетероструктуре a -Si:H/ a -SiC:H/ c -Si, от напряжения обратного смещения при средней мощности возбуждающего излучения 16 мВт (построена зависимость для первого по времени положительного максимума ТГц волновой формы (см. фрагмент *b*)). *b* — характерные волновые формы ТГц-излучения при напряжении обратного смещения 14 В и средних мощностях фотовозбуждения 52.8 (1) и 222 мВт (2). На вставке показаны временные интегралы ТГц волновых форм в пределах первого по времени импульса ТГц-излучения (во временном интервале 2.4–4.9 ps), отражающие форму импульсов быстрого фототока.

пульса генерируемого ТГц-излучения (другими словами, проявляется как сдвиг фазы электрического поля ТГц электромагнитной волны на 180°).

В работе были исследованы p – n -гетероструктуры на основе a -Si:H/ a -SiC:H/ c -Si, аналогичные изученным в [10], представляющие собой солнечные элементы, полученные по гетероструктурной (HJT) технологии [12]. Состав структур начиная с верхней поверхности (входной для излучения лазера накачки) следующий: слой ИТО (оксид индия-олова) толщиной 100 нм, затем последовательно идут слой (p) a -Si:H, легированный бором до уровня 10^{19} см^{-3} , собственные слои (i) a -Si:H и (i) a -SiC:H, затем Si-подложка n -типа [100] с удельным сопротивлением $1.5 \Omega \cdot \text{cm}$ и толщиной 140 μm , далее слои (i) a -SiC:H, (i) a -Si:H, затем слой (n) a -Si:H, легированный фосфором до уровня 10^{21} см^{-3} , покрытый также слоем ИТО в 100 нм (нижняя поверхность структуры). Суммарные толщины аморфных слоев на фронтальной и тыльной стороне структуры составляли по 26 нм. Отличие исследованных в настоящей работе образцов от структур, изученных ранее в [11], заключалось в отсутствии токосъемной сетки из серебра на поверхности слоев ИТО. Для измерений использовались образцы с поперечными размерами $10 \times 10 \text{ mm}$. На структуры подавалось обратное напряжение смещения. Для этого на верхний слой ИТО наносился точечный контакт из серебряной пасты диаметром порядка 2–3 мм, с которым контактировал верхний электрод. Нижним электродом служил массивный латунный держатель, на котором с помощью серебряной пасты, контактировавшей с нижним слоем ИТО, закреплялся весь образец.

Для возбуждения ТГц-излучения использовался фемтосекундный титан-сапфировый лазер с длиной волны

излучения 800 нм, длительностью лазерного импульса порядка 15 fs и частотой повторения импульсов 80 МГц. Возбуждающее излучение падало под углом, близким к 45° , на исследуемую структуру (использовалась p -поляризация) и фокусировалось на поверхность верхнего слоя ИТО в пятно размером порядка 250 μm . В экспериментах, результаты которых представлены в настоящей работе, средняя мощность фотовозбуждения изменялась от 5 до 220 мВт. Генерируемое в структуре ТГц-излучение собиралось в направлении зеркального отражения от входной поверхности структуры с помощью параболических зеркал и доставлялось к ТГц-детектору. Детектирование ТГц-излучения проводилось методом электрооптического стробирования [13] ТГц волновых форм в кристалле (110) ZnTe толщиной 1 мм. Данный метод позволяет регистрировать как амплитуду, так и фазу электрического поля импульсного ТГц-излучения. Детальное описание используемой экспериментальной установки приведено в [14].

Сигнал ТГц-излучения появляется при подаче на структуру обратного напряжения смещения (НС), и при сравнительно слабой интенсивности накачки амплитуда ТГц-сигнала растет с ростом напряжения смещения (рис. 1, *a*). Рост амплитуды ТГц-сигнала при возрастании НС связан с возрастанием как ускорения, так и скорости движения неравновесных носителей заряда в поле p – n -перехода, а также с увеличением протяженности области, в которой сосредоточено это поле. В результате возрастает амплитуда как полного фототока, так и его быстрой составляющей (быстрого фототока) и соответственно растет амплитуда поля генерируемой ТГц электромагнитной волны.

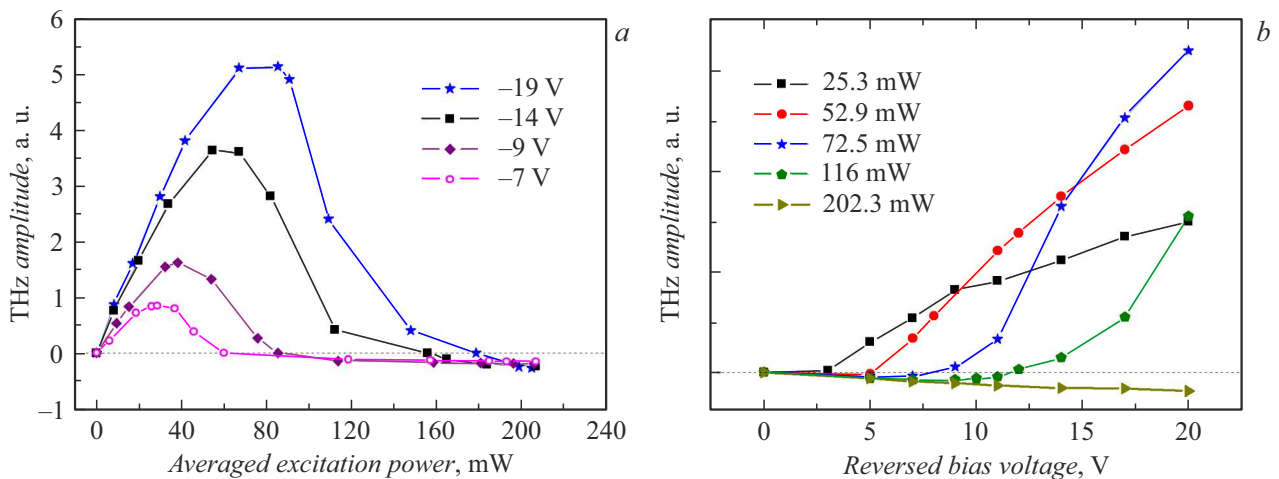


Рис. 2. *a* — зависимость амплитуды первого по времени (основного) импульса генерируемого в p – n -гетероструктуре a -Si:H/ a -SiC:H/ c -Si THz-излучения от средней мощности фотовозбуждения при разных напряжениях обратного смещения на структуре. *b* — зависимость амплитуды основного импульса THz-излучения от напряжения обратного смещения на структуре при разных значениях средней мощности лазера накачки. Пунктирная линия соответствует нулевому уровню сигнала.

На рис. 1, *b* приведены характерные волновые формы THz-излучения, генерируемого в исследуемой p – n -гетероструктуре при НС, равном -14 В, при двух значениях средней мощности накачки, различающихся почти в 4 раза. Видно, что при сильном возрастании мощности накачки сигнал THz-излучения падает по амплитуде и даже меняет полярность. Смена полярности THz-импульса свидетельствует о том, что при высокой мощности накачки быстрый фототок, ответственный за генерацию THz-излучения, имеет противоположное направление. На вставке показаны также временные интегралы THz волновых форм, по которым можно судить о форме импульсов быстрого фототока. Видно, что быстрый фототок действительно меняет полярность при высокой мощности накачки.

Таким образом, если при малой интенсивности накачки направление быстрого фототока задается направлением электрического поля в обратносмещенном p – n -переходе, то при высокой интенсивности накачки направление быстрого фототока оказывается противоположным этому полю. Такое поведение фототока можно связать с проявлением в p – n -структуре сильного эффекта ЭЭП зарядом неравновесных носителей, созданных интенсивной межзонной накачкой. На субпикосекундных временах, на которых происходит генерация наблюдаемого THz-излучения, носители, созданные интенсивной накачкой, не успевают уйти в контакты, накапливаются в структуре, на гетероинтерфейсах структуры и создают поле, компенсирующее поле p – n -перехода. При этом, по-видимому, структура оказывается эффективно смещенной в прямом направлении, полный фототок падает, а его быстрая составляющая оказывается инвертированной. Возможно, важную роль в накоплении заряда в структуре играет высокая частота повторения импульсов накачки. В результате при увеличении интенсивности

фотовозбуждения быстрый фототок может уменьшиться, обратиться в нуль и даже сменить полярность.

На рис. 2, *a* приведены зависимости амплитуды первого по времени импульса THz-излучения от средней мощности накачки при разных напряжениях обратного смещения. Можно видеть, что эти зависимости немонотонные, с максимумами, положение которых зависит от НС (чем выше НС, тем выше интенсивность накачки, при которой достигается максимум амплитуды THz-импульса). За максимумами наблюдается спад сигнала до нуля. Интенсивность накачки, при которой THz-сигнал обращается в нуль, также возрастает при увеличении НС. При дальнейшем повышении интенсивности накачки THz-сигнал меняет знак и медленно возрастает по амплитуде. Такие закономерности отражают проявление в процессе генерации THz-излучения эффекта ЭЭП неравновесными носителями заряда в p – n -структуре.

На рис. 2, *b* показаны зависимости амплитуды основного THz-импульса от напряжения обратного смещения при нескольких значениях средней мощности фотовозбуждения. Наблюдаемые при этом закономерности также можно объяснить проявлением эффекта ЭЭП в p – n -структуре. При сравнительно слабой средней мощности накачки (порядка 25 мВт), когда эффект экранирования несуществен, амплитуда THz-сигнала возрастает с ростом НС на структуре, поскольку при этом растет амплитуда быстрого фототока, направление которого задается полем p – n -перехода. При высокой мощности накачки (в нашем случае порядка 202 мВт и выше), когда, по-видимому, электрическое поле в структуре в значительной степени экранировано во всем диапазоне использованных НС, происходит накопление носителей заряда, структура оказывается эффективно смещенной в прямом направлении, и THz-сигнал соответственно

меняет полярность. Амплитуда сигнала при этом, как видно из рисунка, несколько увеличивается с ростом поданного на структуру напряжения. В области промежуточных величин средней мощности излучения накачки (при средней мощности порядка 52–116 mW), когда значительное ЭЭП в структуре происходит только при сравнительно невысоких напряжениях смещения, можно наблюдать смену полярности импульса THz-излучения при увеличении НС (рис. 2, *b*). Именно такой эффект в генерации THz-излучения наблюдался ранее в работе [10] на аналогичных структурах.

Эффект ЭЭП ярко проявляется в поведении амплитуды и полярности импульсов наблюдаемого THz-излучения, рассмотренного выше. Влияние же этого эффекта на спектр THz-излучения незначительно. ЭЭП в структуре приводит только к небольшому изменению соотношения амплитуд пиков частотной гребенки, соответствующих внутренним отражениям THz-излучения в структуре: в условиях эффекта ЭЭП отношение амплитуд соседних пиков меняется с ростом частоты более медленно (см., например, [10]).

По-видимому, важным фактором в наблюдаемом проявлении эффекта ЭЭП в p – n -гетероструктурах a -Si:H/ a -SiC:H/ c -Si является сопротивление электрических контактов, которые играют роль последовательных сопротивлений в схеме структура/источник напряжения. Когда сопротивление контактов к структуре недостаточно низкое, как в случае нанесения капель серебряной пасты на слои ИТО и подведения к ним электродов (точечные контакты к ИТО), эффект проявляется особенно ярко. В случае малого сопротивления контактов (как, например, в случае p – n -гетероструктур, исследованных в работе [11]) с серебряной контактной сеткой, нанесенной на верхний и нижний слои ИТО (протяженные контакты к ИТО), проявление эффекта ЭЭП незначительно. Наблюдалась только небольшая немонотонность в зависимости амплитуды импульса, генерируемого THz-излучения, от средней мощности фотовозбуждения [11].

Таким образом, в работе проведены исследования особенностей генерации THz-излучения в p – n -гетероструктурах на основе a -Si:H/ a -SiC:H/ c -Si при обратном смещении в условиях межзонного фотовозбуждения фемтосекундными лазерными импульсами. При высокой интенсивности накачки наблюдалось сильное влияние ЭЭП в p – n -гетероструктурах на свойства генерируемого THz-излучения. Экранирование поля неравновесными носителями заряда, по-видимому, может приводить к смене направления быстрого фототока, ответственного за THz-генерацию, что в свою очередь приводит к смене полярности импульса генерируемого THz-излучения. Наблюдается смена полярности импульса THz-излучения как при изменении интенсивности фотовозбуждения, так и при изменении напряжения смещения. Важную роль при этом играет, по-видимому, сопротивление контактов к структуре. В случае малого сопротивления контактов (структуры с серебряной контактной сеткой, нанесенной

на верхнюю и нижнюю поверхности структуры) проявление эффекта экранирования незначительно.

Благодарности

Авторы выражают благодарность А.Г. Петрову за полезное обсуждение результатов работы.

Финансирование работы

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 24-62-00022.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Terahertz optoelectronics*, ed. by K. Sakai (Springer-Verlag, Berlin, 2005). DOI: 10.1007/b80319
- [2] А.В. Андрианов, ФТТ, **65** (10), 1633 (2023). DOI: 10.61011/FTT.2023.10.56311.142 [A.V. Andrianov, Phys. Solid State, **65** (10), 1563 (2023). DOI: 10.61011/PSS.2023.10.57208.142].
- [3] J. Neu, C.A. Schmittenmaer, J. Appl. Phys., **124**, 231101 (2018). DOI: 10.1063/1.5047659
- [4] B. Ferguson, X.-C. Zhang, Nat. Mater., **1**, 26 (2002). DOI: 10.1038/nmat708
- [5] L. Xu, X.-C. Zhang, D.H. Auston, B. Jalali, Appl. Phys. Lett., **59**, 3357 (1991). DOI: 10.1063/1.105725
- [6] Y. Kadoya, T. Matsui, A. Takazato, J. Kitagawa, in *2007 Joint 32nd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and the 15th Int. Conf. on Terahertz Electronics* (IEEE, 2007), p. 987–988. DOI: 10.1109/ICIMW.2007.4516821
- [7] A. Lisauskas, A. Reklaitis, R. Venckevičius, I. Kašalynas, G. Valušis, G. Grigaliūnaitė-Vonsevicienė, H. Maestre, J. Schmidt, V. Blank, M.D. Thomson, H.G. Roskos, K. Köhler, Appl. Phys. Lett., **98**, 091103 (2011). DOI: 10.1063/1.3561642
- [8] I. Nevinskas, A. Krotkus, S. Stanionyte, V. Pacebutas, Lith. J. Phys., **55**, 274 (2015). DOI: 10.3952/physics.v55i4.3223
- [9] V. Trukhin, I. Mustafin, V. Malevich, X. Fan, V. Kalinovskii, E. Kontrosh, K. Prudchenko, Appl. Phys. Lett., **125**, 031101 (2024). DOI: 10.1063/5.0218713
- [10] А.В. Андрианов, А.Н. Алешин, С.Н. Аболмасов, Е.И. Теруков, Е.В. Берегулин, Письма в ЖЭТФ, **116** (12), 825 (2022). DOI: 10.31857/S1234567822240016 [A.V. Andrianov, A.N. Aleshin, S.N. Abolmasov, E.I. Terukov, E.V. Beregulín, JETP Lett., **116** (12), 859 (2022). DOI: 10.1134/S0021364022602585].
- [11] А.В. Андрианов, А.Н. Алешин, С.Н. Аболмасов, Е.И. Теруков, А.О. Захарьин, ФТТ, **65** (5), 848 (2023). DOI: 10.21883/FTT.2023.05.55503.27 [A.V. Andrianov, A.N. Aleshin, S.N. Abolmasov, E.I. Terukov, A.O. Zakhar'in, Phys. Solid State, **65** (5), 814 (2023). DOI: 10.21883/PSS.2023.05.56054.27].

- [12] A.S. Abramov, D.A. Andronikov, S.N. Abolmasov, E.I. Terukov, in *High-efficient low-cost photovoltaics*, ed. by V. Petrova-Koch, R. Hezel, A. Goetzberger (Springer, Cham, 2020), ch. 7, p. 113–132. DOI: 10.1007/978-3-030-22864-4_7
- [13] Q. Wu, X.-C. Zhang, Appl. Phys. Lett., **70**, 1784 (1997). DOI: 10.1063/1.119873
- [14] A.V. Andrianov, A.N. Aleshin, V.N. Truhin, A.V. Bobylev, J. Phys. D, **44**, 265101 (2011). DOI: 10.1088/0022-3727/44/26/265101