Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 1, с. 3 – 9

Экспериментальное определение униполярности импульсного терагерцового излучения

М. В. Архипов[+1)], *А. Н. Цыпкин*[*1)], *М. О. Жукова*[*1)], *А. О. Исмагилов*[*1)], *А. В. Пахомов*[+1)], *Н. Н. Розанов*[+×1)], *Р. М. Архипов*[+×1)]

[+] *Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия*

[*] *Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия*

[×] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 13 ноября 2021 г.
После переработки 15 ноября 2021 г.
Принята к публикации 15 ноября 2021 г.

Важными характеристиками импульсного терагерцового излучения являются энергия, длительность импульса и частота спектрального максимума. Еще одной характеристикой, которой пока уделяется меньшее внимание, является униполярность излучения. Продемонстрированы возможные пути определения наличия униполярности в излучении импульсных терагерцовых источников. Первый подход основан на интегрировании полученной экспериментально временной зависимости напряженности поля в дальней зоне. Второй подход использует радиотехнические средства регистрации низкочастотных составляющих импульсов, которые имеются у униполярного терагерцового излучения. Приводятся результаты экспериментов по регистрации униполярной составляющей ТГц импульсов обоими способами. Показано существование униполярности импульсов, получаемых от некоторых типов источников терагерцового излучения. Впервые сделаны оценки электрической площади и степени униполярности импульсного излучения.

DOI: 10.31857/S1234567822010013

Введение. Электрическая площадь импульса электромагнитного излучения определяется как [1–6]

$$S_E = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)dt, \tag{1}$$

($E(t)$ – напряженность электрического поля в заданной точке пространства, t – время). В обычных многоцикловых электромагнитных импульсах вектор напряженности электрического поля многократно меняет свое направление на противоположное много раз в течение длительности импульса. Электрическая площадь таких импульсов практически всегда равна 0. При сокращении длительности импульсов вплоть до одного цикла колебаний возникает возможность получения так называемых униполярных полупериодных импульсов, где электрическая площадь не равна нулю. Униполярные импульсы, как правило, содержат мощный всплеск (полуволну) поля одной полярности и обладают ненулевой электрической площадью. Пути получения такого излучения активно обсуждаются в литературе в последнее время, см. например, обзоры [2–5, 7] и работы [8–17].

Наличие полуволны поля одной полярности позволяет быстро передать направленный импульс квантовой системе. Если длительность униполярного импульса много меньше характерного периода осцилляций волнового пакета в квантовой системе, то действие таких импульсов определяется электрической площадью импульса [18–24]. Поэтому они могут быть использованы для эффективного и сверхбыстрого по сравнению с многоцикловыми биполярными импульсами управления волновыми пакетами в веществе, ускорения зарядов [25], голографической записи со сверхвысоким временным разрешением [26] и других приложений [4].

В задачах нелинейного взаимодействия предельно коротких униполярных импульсов с веществом важную роль играет электрическая площадь импульса (1), которая является векторной величиной и имеет размерность. Для квантовых систем можно ввести характерную "меру площади", определяю-

[1)] e-mail: m.arkhipov@spbu.ru; tsypkinan@mail.ru; mozhukova@itmo.ru; ismagilov.azat@itmo.ru; antpakhom@gmail.com; nnrosanov@mail.ru; arkhipovrostislav@gmail.com

щую степень их воздействия на микрообъекты [23]. Помимо электрической площади, существует другая характеристика униполярных импульсов – степень униполярности, определяемая выражением [2–4]

$$\xi = \frac{|\int E(t)dt|}{\int |E(t)|dt}. \tag{2}$$

В импульсах с ненулевой электрической площадью направление напряженности поля может менять знак, поэтому данная величина характеризует качество "униполярности" поля.

При распространении униполярных импульсов в пространстве и при использовании оптических систем возникает потеря униполярности вследствие дифракции и фокусировки излучения [27]. И, следовательно, в дальней зоне источника униполярность будет утеряна. Для количественной оценки потери униполярности в линейных дифракционных задачах можно использовать величину степени униполярности (2).

Общие принципы теории волноводов говорят о возможности решения этой проблемы за счет использования коаксиальных волноводов [28], так как в них отсутствует модовая дисперсия и частота отсечки, что делает в принципе возможной транспортировку униполярных импульсов без потери униполярности.

Для практических приложений необходимо получение униполярных импульсов с большой электрической площадью (высокой степенью униполярности) [4, 21–25]. Поэтому актуальна задача измерения электрической площади и степени униполярности. Однако подобные задачи, как было отмечено в обзоре [4], до сих пор не ставились и не решались.

В данной работе экспериментально продемонстрированы два подхода к определению униполярности излучения терагерцовых (ТГц) источников. В первом случае степень униполярности может быть определена при интегрировании зависимости напряженности поля от времени в дальней зоне, что позволяет оценить поле в ближней зоне от источника. Электрическая площадь вычисляется при интегрировании поля в ближней зоне. Во втором случае проводится регистрация униполярности в ближней зоне радиочастотными методами.

Способы определения напряженности поля в ближней зоне источника. Техника эксперимента в оптическом, ИК и ТГц диапазонах не позволяет провести прямую регистрацию напряженности электрического поля. Детекторы регистрируют сигналы, пропорциональные энергии или мощности излучения. В этом случае теряется информация о знаке поля, что не позволяет сделать выводы о существовании униполярности регистрируемых импульсов излучения.

В ТГц диапазоне возможна косвенная регистрация напряженности электрического поля при помощи электрооптических систем (ЭОС) [29]. О напряженности поля в ТГц импульсе судят по изменению поляризации пробного поля в нелинейном кристалле, оптические свойства которого изменяются под действием напряженности поля ТГц излучения. По повороту плоскости поляризации зондирующего излучения судят о величине и знаке напряженности поля в ТГц импульсе.

Однако это многоступенчатая процедура. Она включает в себя и фокусировку импульсного излучения в кристалл, что означает переход в дальнюю зону, где излучение теряет униполярность. Напряженность поля в дальней зоне $E_f(t)$ становится пропорциональной производной по времени от напряженности поля, создаваемого источником в ближней зоне $E_n(t)$ [4]. В таком случае для восстановления поля в ближней зоне можно воспользоваться процедурой интегрирования, что позволит вычислить и степень униполярности по формуле (2). На следующем этапе для нахождения электрической площади S_E нужно проинтегрировать поле в ближней зоне.

Второй подход можно условно назвать радиотехническим. Он использует регистрацию с применением методик радиоэлектроники, поскольку в спектре униполярного излучения должны быть компоненты в радиодиапазоне и на нулевой частоте. На первый взгляд очень странно выглядит идея отказаться от регистрации высокочастотных компонент и искать радиочастотную составляющую в импульсном ТГц излучении. Однако такая возможность существует, и она будет продемонстрирована ниже.

Экспериментальная установка и результаты. ТГц импульсы могут быть униполярными при оптическом выпрямлении фемтосекундных импульсов в кристаллах ниобата лития [30]. Схема экспериментальной установки дана на рис. 1.

В качестве излучения накачки кристалла используется лазерная система, обеспечивающая длительность импульса 30 фс, энергию импульса 2.2 мДж, частоту следования 1 кГц, центральную длину волны импульса 800 нм.

Для регистрации напряженности поля ТГц излучения используется стандартная ЭОС схема [29]. Излучение накачки с помощью светоделителя делится на два пучка в отношении 49 : 1. Первый импульс служит для накачки кристалла $MgO:LiNbO_3$. Энергия ТГц импульса на выходе кристалла составляет 300 нДж, длительность импульса 1.5 пс и ширина

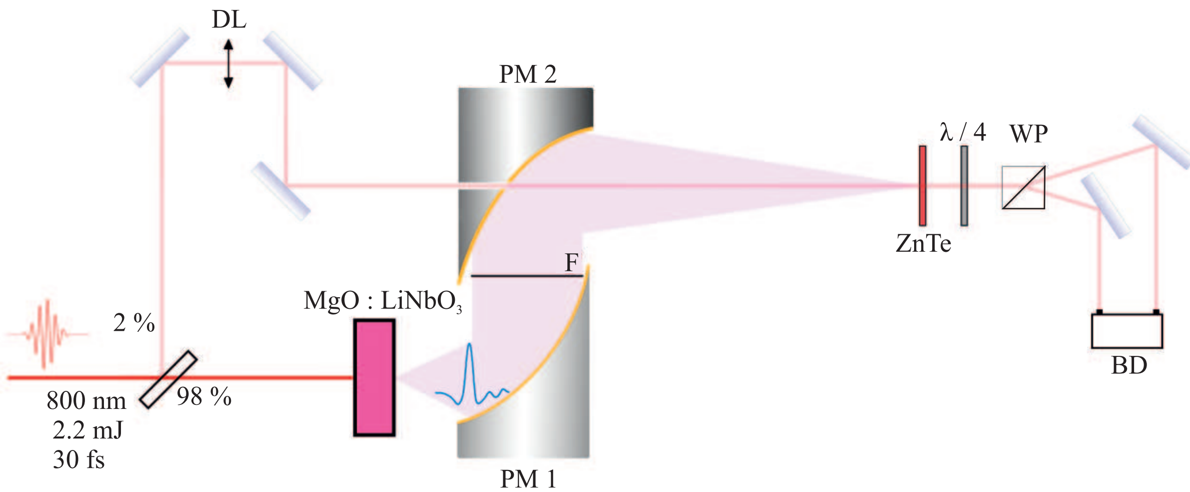

Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментальная установка. Источник ТГц излучения – кристалл ниобата лития, накачиваемый импульсным лазерным излучением, и стандартная ЭОС детектирования напряженности поля импульсного ТГц излучения с использованием кристалла ZnTe толщиной 1 мм

спектра от 0.05 до 2.5 ТГц. Второй проходит линию задержки DL и используется в ЭОС схеме регистрации напряженности поля импульса ТГц излучения с применением кристалла ZnTe толщиной 1 мм.

Импульсное ТГц излучение коллимируется параболическим зеркалом PM1 с фокусным расстоянием 12.5 мм, излучение накачки поглощается фильтром F. Далее ТГц излучение фокусируется на кристалл ZnTe с помощью параболического зеркала PM2 диаметром 5 см с фокусным расстоянием 100 мм. За кристаллом располагаются пластинка $\lambda/4$, поляризационная призма Волластона WP и балансная схема регистрации BD.

Как было отмечено выше, регистрируемая ЭОС напряженность поля импульса пропорциональна производной по времени от поля в ближней зоне. Операция интегрирования с переменным верхним зависимости $E_f(t)$ даст нам зависимость напряженности поля в $E_n(t)$ ближней зоне. Затем, применяя формулы (1) и (2), можно найти электрическую площадь и степень униполярности. Посмотрим, как этот подход работает на практике в используемой нами типичной схеме.

Напряженность поля $E_f(t)$ с учетом дрейфа "нуля" схемы регистрации и результаты интегрирования – зависимость поля $E_n(t)$ и зависимость электрической площади $S_E(t)$ от времени в течение импульса представлены на рис. 2. Нами было получено постоянное значение электрической площади после импульса (рис. 2b). Оценка порядка величины электрической площади в ближней зоне дает значение $S_E = 10^{-5}$ В/м $\cdot$ с, а степень униполярности $\xi = 0.66$. Отметим, что отсутствие учета систематических ошибок при использовании ЭОС приводит к неправильному определению поля в ближней зоне и степени униполярности.

Заметим, что провести точные измерения непростая задача. Если незначительный дрейф нуля не скажется на положении максимума спектра и его ширине, то он способен значительно изменить величину электрической площади импульса. В приведенном примере существенный вклад в площадь дал хвост импульса.

Данная методика определения наличия униполярности в ближней зоне была использована для определения униполярности импульсного излучения филаментов, генерируемых в струях жидкостей. Явление филаментации – распространение света в нитевидном светящемся канале, возникает при распространении мощного импульсного излучения в среде [31, 32]. Схема использованной установки и анализ механизмов генерации при филаментации в жидкостях даны в [33, 34]. Согласно результатам упомянутых работ, генерация регистрируемого в наших экспериментах ТГц поля происходит после ионизации вещества жидкости за счет возникновения фототока под действием нелинейности пятого порядка.

В направлении излучения накачки униполярность излучения филамента в струе воды не обнаружена. Результаты представлены на рис. 3. Обратим внимание, что в этом примере импульс в ближней зоне (штрихпунктирная линия на рис. 3a) содержал два цикла колебаний. В каждом цикле электриче-

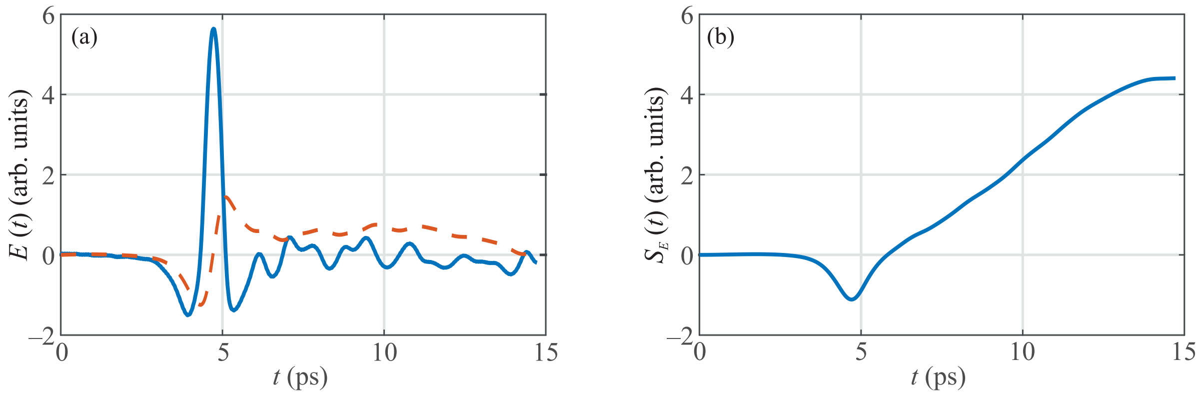

Рис. 2. (Цветной онлайн) Случай генерации ТГц излучения в кристалле ниобата лития. (a) – Скорректированное значение $E_f(t)$ и $E_n(f)$ – сплошная и пунктирная линии соответственно. (b) – Зависимость электрической площади $S_E(t)$, вычисленная по скорректированному значению $E_f(t)$

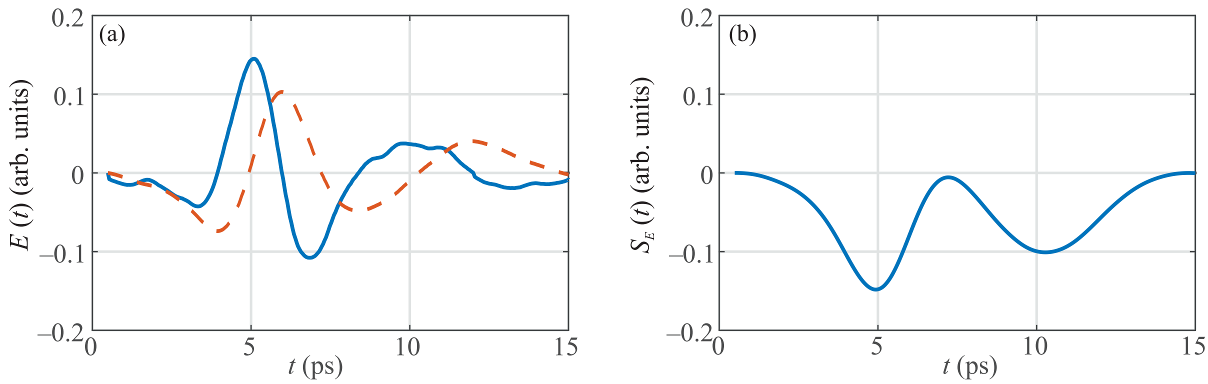

Рис. 3. (Цветной онлайн) Случай генерации ТГц излучения в струе воды в направлении распространения излучения накачки. (a) – Скорректированное значение $E_f(t)$ и $E_n(f)$ – сплошная и пунктирная линии соответственно. (b) – Зависимость электрической площади $S_E(t)$, вычисленная по скорректированному значению $E_f(t)$

ская площадь была равна нулю. Эта ситуация характерна для многоцикловых импульсов.

В экспериментах по генерации ТГц излучения в струе воды регистрация униполярности в ближнем поле проводилась также и радиотехническими средствами. Как отмечалось во Введении, если импульс униполярен, то в излучении есть компоненты спектра в радиодиапазоне, включая и нулевую частоту. Они могут быть зафиксированы радиоэлектронными способами. На вход осциллографа, работающего в режиме измерения постоянного напряжения, необходимо подать сигнал с выхода антенны, которую следует разместить максимально близко к источнику.

В наших экспериментах в качестве простейшей антенны был взят высокочастотный кабель с открытым концом. Открытый конец кабеля будет играть роль антенны. Его надо разместить как можно ближе к источнику ТГц излучения. Эквивалентная схема такой регистрации и пример осциллограммы измерения даны на рис. 4.

Результаты экспериментов показали, что таким образом удалось зарегистрировать низкочастотные составляющие в излучении, идущем от филамента в струе жидкости в обратном направлении (см. рис. 4b). В проходящем излучении низкочастотные составляющие обнаружены не были, что согласуется с результатом, полученным при использовании ЭОС.

Использование такой простейшей системы позволяет прежде всего качественно оценить наличие униполярной составляющей. Для количественной оценки нужно рассчитывать воздействие униполярного импульса на антенну, что является непростой задачей. Для оценки напряженности поля униполярного импульса можно провести следующие рассуждения. Импульс в простейшей антенне наводит ЭДС $\varepsilon = E_0 h$, где E_0 – напряженность поля и h – эффективная высота антенны. Будем считать, что ЭДС существует в течение длительности импульса Δt. Крайне короткий импульс заряжает емкость антенны C_a. Затем заряд $Q_a = \varepsilon C_a$ перетекает и заря-

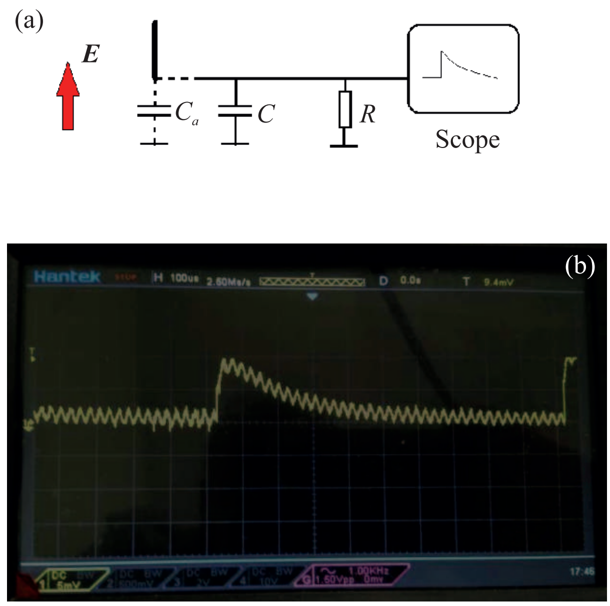

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Эквивалентная схема регистрации низкочастотных составляющих в импульсе ТГц излучения. C_a и C – емкости антенны и кабеля, R – входное сопротивление осциллографа. (b) – Пример импульсов на экране осциллографа Hantek DSO 4254C с открытого конца кабеля, расположенного на расстоянии 1 мм около струи воды. Струя воды освещается коротким импульсом лазера, возбуждающего импульсное ТГц излучение. Синусоида с малой амплитудой есть следствие наводки от электронных схем управления лазера накачки

жает емкость кабеля C. Два конденсатора включены параллельно, и поэтому напряжение U на обоих конденсаторах становится равным, и тогда значение $\varepsilon = U(C_a + C)/C_a$. Значение напряжения U отображается на экране осциллографа.

Полагая $C = 10^{-11}$ Ф, $C_a = 10^{-14}$ Ф, $h = 0.001$ м и считая $U = 0.02$ В, получаем оценку для напряженности поля $E_0 = 20000$ В/м и значение электрической площади $S_E = 2 \cdot 10^{-8}$ В/м $\cdot$ с. Эта оценка сделана с использованием крайне грубой модели измерения. Для получения точных значений необходим тщательный расчет антенн, что является отдельной и непростой задачей.

Сравним значения электрических площадей, определенных экспериментально, с величиной "атомной меры" электрической площади для квантового осциллятора в ТГц диапазоне, $S_{0,HO}$, введенной в [23], и которое является мерой эффективности воздействия униполярных импульсов на квантовые объекты. Для квантового осциллятора получаем $S_{0,HO} = \frac{\sqrt{2\hbar\omega_0 m}}{q} \cong 10^{-5}$ В/м $\cdot$ с. При оценке использованы значения параметров: собственная частота осциллятора $\frac{\omega_0}{2\pi} = 1$ ТГц, масса осциллятора $m = 1.67 \cdot 10^{-27}$ кг (масса протона), заряд осциллятора q равнялся заряду электрона.

Для ближней зоны кристалла S_E и $S_{0,HO}$ одного порядка величины. А для излучения филамента в воде, идущего навстречу импульсу накачки, согласно полученной оценке, $S_E/S_{0,HO} = 0.002$. В отличие от ситуации с выпрямлением в кристалле такой электрической площади явно недостаточно для эффективного возбуждения молекулярных систем.

Дополнительно мы провели эксперименты по наблюдению таким способом постоянной составляющей в излучении искры в воздухе и искр на поверхностях различных металлов в ближней зоне. В этих случаях также удалось наблюдать наличие постоянной составляющей, что позволяет сделать вывод об униполярности излучения.

Отметим, что в этих ситуациях появление униполярности можно связать с образованием нестационарной плазмы, в которой возникает мощный импульс тока за счет кратковременного направленного движения электронов. Также следует учитывать возможность фотоэффекта с поверхности антенны под действием УФ излучения, сопровождающего лазерные филаменты и искры, который будет приводить к появлению импульса тока, не связанного с униполярными компонентами. Для устранения вклада от фотоэффекта надо ставить фильтры. Фильтры в силу их конечного размера заставляют удалять антенну от источника, что ослабляет сигнал.

Заключение. В работе предложены и продемонстрированы подходы к регистрации униполярности импульсного ТГц излучения.

Первый подход основан на двукратном интегрировании временной зависимости напряженности электрического поля, получаемой при регистрации временной зависимости напряженности электрического поля ТГц импульсов в ЭОС системах. Показано, что метод требует тщательного учета систематических ошибок, присущих таким системам. С его помощью показано наличие униполярности в ближней зоне источника ТГц излучения на основе оптического выпрямления в кристалле ниобата лития, определена электрическая площадь и степень униполярности излучения в ближней зоне кристалла. Показано отсутствие униполярности для импульсного излучения, возникающего при филаментации в струе жидкости (дистиллированная вода) под действием импульсного лазерного излучения фемтосекундного диапазона длительности и идущего в направлении накачки.

Второй подход основан на регистрации низкочастотной части униполярного сигнала ТГц импульса радиотехническими средствами. В нашей работе в качестве антенны был использован открытый конец коаксиального кабеля, располагавшегося максимально близко к источнику. Измерения показали отсутствие постоянной составляющей поля в излучении филамента в направлении распространения излучения лазерной накачки, что согласуется с результатами измерений методами интегрирования. Постоянная составляющая была обнаружена в излучении филамента во встречном направлении к распространению лазерного импульса накачки. Также постоянные составляющие были зарегистрированы при создании лазерных искр в воздухе и на поверхности металлов.

По имеющимся у нас сведениям, проведенные исследования являются первой целенаправленной экспериментальной демонстрацией регистрации наличия униполярности в излучении импульсных источников ТГц диапазона, оценки величины электрической площади и степени униполярности импульсов. Также впервые проводились сравнения электрической площади генерируемых импульсов с "мерой электрической площади" для квантовых систем, введенной в работе [23].

Отметим, что использованные подходы не лишены некоторых недостатков. В первом случае требуется очень точная регистрация временной зависимости напряженности поля ЭОС системой, что является непростой задачей. Подход чувствителен к систематическим трудно контролируемым ошибкам. Радиотехнический метод требует использования специальных широкополосных антенн малых размеров и их размещения вблизи источников. Тем не менее, на наш взгляд, пока это единственные действующие и практически применимые подходы к обнаружению униполярности излучения и их можно применять для решения таких задач.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 20-32-70049.

---

1. Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия **107**, 761 (2009) [N. N. Rosanov, Optics and Spectroscopy **107**, 721 (2009)].
2. Р. М. Архипов, А. В. Пахомов, М. В. Архипов, И. Бабушкин, Ю. А. Толмачев, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **105**, 388 (2017) [R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, Yu. A. Tolmachev, N. N. Rosanov, JETP Lett. **105**, 408 (2017)].
3. Н. Н. Розанов, Р. М. Архипов, М. В. Архипов, УФН **188**, 1347 (2018) [N. N. Rosanov, R. M. Arkhipov, and M. V. Arkhipov, Phys.-Uspekhi **61**, 1227 (2018)].
4. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов, Квантовая электроника **50**, 801 (2020) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, and N. N. Rosanov, Quantum Electron. **50**, 801 (2020)].
5. Р. М. Архипов, Письма в ЖЭТФ **113**(10), 636 (2021) [R. M. Arkhipov, JETP Lett. **113**(10), 611 (2021)].
6. R. Arkhipov, M. Arkhipov, I. Babushkin, A. Pakhomov, and N. Rosanov, J. Opt. Soc. Am. B **38**(6), 2004 (2021).
7. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, М. О. Жукова, А. Н. Цыпкин, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **113**, 237 (2021) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, M. O. Zhukova, A. N. Tcypkin, N. N. Rosanov, JETP Lett. **113**, 242 (2021)].
8. M. Arkhipov, R. Arkhipov, A. Pakhomov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, and N. Rosanov, Opt. Lett. **42**(11), 2189 (2017).
9. M. I. Bakunov, A. V. Maslov, and M. V. Tsarev, Phys. Rev. A **5**, 063817 (2017).
10. H.-C. Wu and J. Meyer-ter-Vehn, Nat. Photonics **6**, 304 (2012).
11. J. Xu, B. Shen, X. Zhang, Y. Shi, L. Ji, L. Zhang, T. Xu, W. Wang, X. Zhao, and Z. Xu, Sci. Rep. **8**, 2669 (2018).
12. A. V. Pakhomov, R. M. Arkhipov, I. V. Babushkin, M. V. Arkhipov, Y. A. Tolmachev, and N. N. Rosanov, Phys. Rev. A **95**, 013804 (2017).
13. A. V. Pakhomov, R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, N. N. Rosanov, I. Babushkin, Sci. Rep. **9**, 7444 (2019).
14. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, and A. M. Popov, Phys. Rev. E **104**, 025202 (2021).
15. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **114**, 160 (2021) [S. V. Sazonov, JETP Lett. **114**, 132 (2021)].
16. С. В. Сазонов, Н. В. Устинов, Письма в ЖЭТФ **114**, 437 (2021).
17. S. V. Sazonov, Laser Phys. Lett. **18**(10), 105401 (2021).
18. P. H. Bucksbaum, AIP Conf. Proc. **323**, 416 (1994).
19. D. Dimitrovski, E. A. Solov'ev, and J. S. Briggs, Phys. Rev. Lett. **93**, 083003 (2004).
20. D. Dimitrovski, E. A. Solov'ev, and J. S. Briggs, Phys. Rev. A **72**, 043411 (2005).
21. R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, and N. N. Rosanov, Opt. Lett. **44**, 1202 (2019).
22. R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, and N. Rosanov, Sci. Rep. **11**, 1961 (2021).
23. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **114**(3), 156 (2021) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **114**(3), 129 (2021)].

24. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, И. Бабушкин, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **114**(5), 298 (2021) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **114**(5), 250 (2021)].
25. Н. Н. Розанов, Н. В. Высотина, ЖЭТФ **157**, 63 (2020) [N. N. Rosanov and N. V. Vysotina, JETP **130**, 52 (2020)].
26. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **111**, 586 (2020) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **111**, 484 (2020)].
27. A. E. Kaplan, J. Opt. Soc. Am. B **15**, 951 (1998).
28. Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия **127**, 960 (2019) [N. N. Rosanov, Optics and Spectroscopy **127**, 1050 (2019)].
29. M. Naftaly, *Terahertz metrology*, Artech House, Boston, London (2015).
30. K. H. Yang, P. L. Richards, and Y. R. Shen, Appl. Phys. Lett. **19**(9), 320 (1971).
31. L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, Rep. Prog. Phys. **70**, 1633 (2007).
32. С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, УФН **183**, 133 (2013) [S. V. Chekalin and V. P. Kandidov, Phys. Usp. **56**, 123 (2013)].
33. A. N. Tcypkin, E. A. Ponomareva, S. E. Putilin, S. V. Smirnov, S. A. Shtumpf, M. V. Melnik, E. Yiwen, S. A. Kozlov, and X. Zhang, Opt. Express **27**(11), 15485 (2019).
34. E. A. Ponomareva, A. O. Ismagilov, S. E. Putilin, A. N. Tsypkin, S. A. Kozlov, and X. Zhang, Communications Physics **4**(1), 1 (2021).