09

Униполярный излучатель

© М.В. Архипов[1], О.О. Дьячкова[2] А.А. Шимко[2], Р.М. Архипов[1] Н.Н. Розанов[1]

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: mikhail.v.arkhipov@gmail.com, o.o.dyachkova@gmail.com,
shim_ko@mail.ru, arkhipovrostislav@gmail.com, nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 19.06.2026 г.
В окончательной редакции 19.06.2026 г.
Принята к публикации 20.07.2026 г.

Предложен и экспериментально реализован компактный источник униполярных электромагнитных импульсов на основе фемтосекундного лазерного пробоя на поверхности тонкой металлической проволочки. Лазерный пробой индуцирует в проводнике короткий однонаправленный импульс тока субнаносекундной длительности. Вблизи такого источника тока возникает импульс электромагнитного поля с ненулевой электрической площадью, который при удалении от излучателя трансформируется в биполярный импульс с нулевой электрической площадью. Проведены прямые измерения тока в излучающей проволочке и остаточного заряда на ней. Оценена длительность индуцированного тока (~ 40 ps). Полученные результаты согласуются с теоретическими представлениями об излучении источников с ненулевым интегралом тока по времени.

Ключевые слова: униполярные электромагнитные импульсы, фемтосекундный лазерный пробой, световолновая электроника, электрическая площадь импульса.

DOI: 10.61011/OS.2026.08.63719.10108-26

Введение

Генерация субцикловых и униполярных электромагнитных импульсов представляет значительный интерес для современной ультрабыстрой оптики и электроники. Такие импульсы открывают возможности для исследования динамики заряженных частиц на аттосекундных временах [1–3], а также рассматриваются как перспективная основа для элементов петагерцовой и световолновой электроники [4–7].

Предельным случаем субциклового импульса является униполярный импульс, характеризуемый ненулевой электрической площадью [8]

$$\mathbf{S}_E(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)dt, \qquad (1)$$

где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор точки наблюдения, а t — время.

В отличие от обычных многоцикловых импульсов, спектр униполярного импульса простирается до нулевой частоты, что открывает качественно новые возможности управления движением заряженных частиц и взаимодействия излучения с веществом.

Задача генерации униполярного излучения фундаментально сложна. Большинство известных излучателей — от атомов и молекул до макроскопических антенн радиодиапазона — имеет резонансную природу, и в них циркулируют *колебательные* токи, приводящие к излучению многоцикловых знакопеременных гармонических полей. В радиодиапазоне негармонические (но все же знакопеременные) импульсы можно получить, используя нерезонансные антенны, питаемые током с быстрыми переключениями [9,10]. Однако поле в дальней зоне пропорционально производной тока, что делает невозможным получение строго униполярного излучения от знакопеременного тока в протяженной антенне. Таким образом, ключевым требованием для создания униполярного излучателя является формирование короткого *однонаправленного* (униполярного) импульса *тока в проводнике*. Возможны и другие подходы, например за счет создания быстрого тока в квантовых ямах [11], оптического выпрямления в кристаллах и генерации филаментов в жидкостях [12].

В настоящей работе мы предлагаем и реализуем следующий относительно простой и легко воспроизводимый радиофотонный подход к созданию униполярного излучателя. Метод основан на создании короткого однонаправленного импульса тока в металлическом проводнике при помощи фемтосекундного лазерного пробоя на его поверхности. Лазерно-индуцированный пробой (лазерная искра) создается интенсивным фемтосекундным импульсом, сфокусированным на поверхность металлической проволочки. В такой ситуации возникают различные плазменные процессы, которые ранее являлись предметов многочисленных исследований. Излучение самой плазмы лазерной искры в различных спектральных диапазонах хорошо изучено [13,14]. Для фемтосекундных импульсов существует теоретическое описание пробоя на поверхности металла в вакууме [15]. Обзор современного состояния экспериментов с метал-

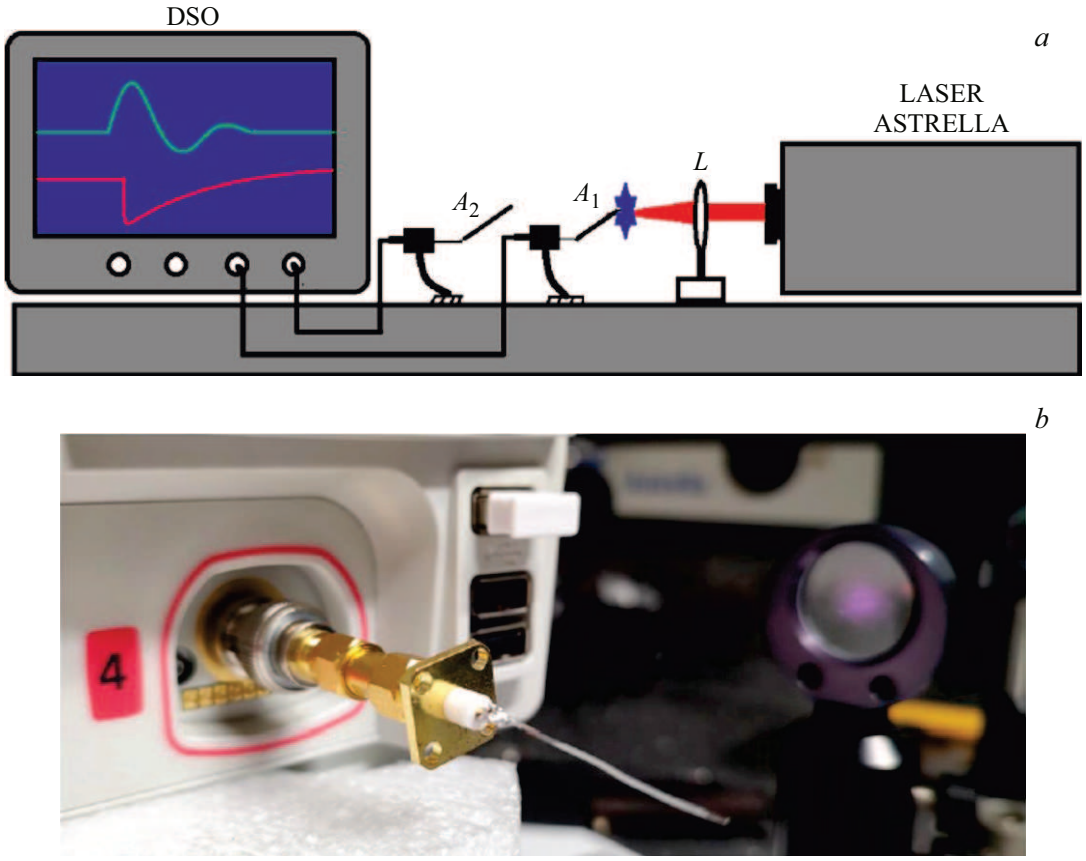


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: (*a*) LASER — источник фемтосекундного излучения Astrella Coherent, L — фокусирующая линза, A_1 — металлическая проволочка-мишень, на конец которой фокусировалось лазерное излучение, A_2 — металлическая проволочка-приемник, DSO — цифровой четырехканальный осциллограф. (*b*) Пример прямого подключения проволочек-антенн A_1 и A_2.

лическими мишенями в вакуумных камерах дан в [16]. Имеются также работы по применению возникающих в окрестности проводника электромагнитных полей на движение вырванных из металла электронов [17–20]. При этом кратковременный ток в проводнике не рассматривался как источник униполярности излучения в такой системе.

В работе мы прямыми временными измерениями демонстрируем, что такой источник генерирует предельно широкополосное излучение, форма которого эволюционирует от униполярной к биполярной при удалении от проводника. Обсуждаются особенности регистрации параметров таких импульсов и физические механизмы их формирования.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка (рис. 1) была предназначена для исследования импульсов тока и электромагнитного излучения, возникающих при фемтосекундном лазерном пробое на поверхности металлического проводника.

В качестве источника излучения использовался фемтосекундный титан-сапфировый лазерный комплекс Astrella Coherent со следующими параметрами: центральная длина волны 800 nm, длительность импульса 40 fs, частота повторения 1 kHz, энергия в импульсе 1.5 mJ. Лазерный пучок с линейной горизонтальной поляризацией фокусировался линзой с фокусным расстоянием 70 mm на поверхность стальных проволочек A_1 диаметром 0.5 mm и длиной от 5 до 60 mm. Размер пятна в фокусе составлял, по нашим оценкам, около 70 μm, что обеспечивало пиковую интенсивность, достаточную для оптического пробоя как воздуха, так и поверхности металла.

Прямое измерение тока в излучающей проволочке A_1 проводилось путём подключения её дальнего от точки пробоя конца либо через коаксиальный кабель к цифровому запоминающему осциллографу Agilent DSO 9104A (полоса пропускания 1 GHz), либо непосредственно к входному разъёму осциллографа. Для регистрации излучаемого электромагнитного поля использовалась проволочка A_2, изготовленная из того же материала. Она выполняла роль приёмной антенны. Проволочки A_1 и A_2 располагались в одной плоскости параллельно друг другу. Расстояние между ними варьировало для изучения изменения формы импульса и степени его униполярности.

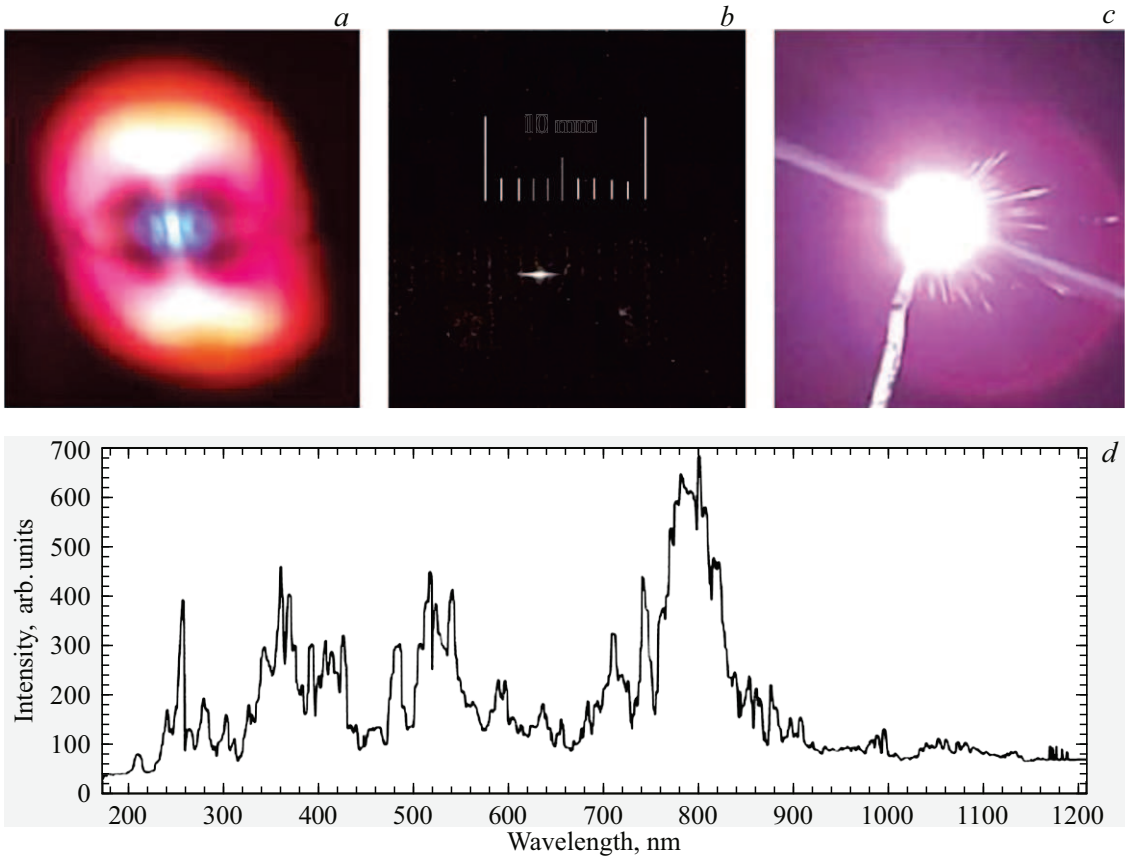


Рис. 2. Свечение филамента: (*a*) свечение филамента в воздухе; (*b*) свечение филамента сбоку (линейка для масштаба); (*c*) пробой на поверхности проволочки, видны выброшенные капельки вещества (фемтосекундный импульс распространяется справа налево); (*d*) спектр свечения пробоя в диапазоне 200–1200 nm.

Сигнал с приёмной антенны A_2 подавался на другой канал осциллографа. Для минимизации влияния паразитных параметров измерительной цепи (ёмкость кабелей ~ 100 pF, входная ёмкость осциллографа 11 pF) проволочки в ряде экспериментов подключались непосредственно к входам осциллографа. Использовалось до четырёх приёмных антенн, расположенных на различных расстояниях от излучающей проволочки. Спектр оптического свечения пробоя регистрировался спектрометром S100 (STANDA) в диапазоне 180–1200 nm с разрешением 1 nm.

Все эксперименты проводились над заземлённой металлической оптической плитой. Лазерная искра возбуждалась на высоте примерно 200 mm над её поверхностью.

Результаты и обсуждение

Визуальные наблюдения и спектральный состав излучения лазерного пробоя

Фокусировка лазерного излучения в воздухе приводила к образованию короткого филамента с характерным коническим свечением суперконтинуума (рис. 2, *a*, *b*), однако зарегистрировать радиочастотное излучение такого источника имевшимися в нашем распоряжении средствами не удалось. В последующих экспериментах использовались прямые металлические проволочки в качестве излучателей и приемных антенн. Ключевым для генерации регистрируемого радиоизлучения оказалось размещение проволочки в фокусе линзы ($f = 70$ mm). В этом случае оптический пробой происходил непосредственно на поверхности металла и сопровождался яркой вспышкой и акустическим щелчком. Фотография пробоя демонстрирует светящиеся капельки вещества, которые вылетают из проволочки (рис. 2, *c*). Именно такая конфигурация обеспечивала появление регистрируемого радиосигнала. Спектр свечения области пробоя в диапазоне 180–1200 nm представлен на рис. 2, *d*.

Этот спектр демонстрирует ярко выраженный сверхширокополосный характер излучения, генерируемого в системе. Наличие мощного непрерывного фона (суперконтинуума) наряду с дискретными линиями указывает на то, что процесс фемтосекундного лазерного пробоя на поверхности металлической проволочки приводит к генерации электромагнитного излучения в чрезвычайно широком спектральном диапазоне — от ультрафиолетового до ближнего инфракрасного.

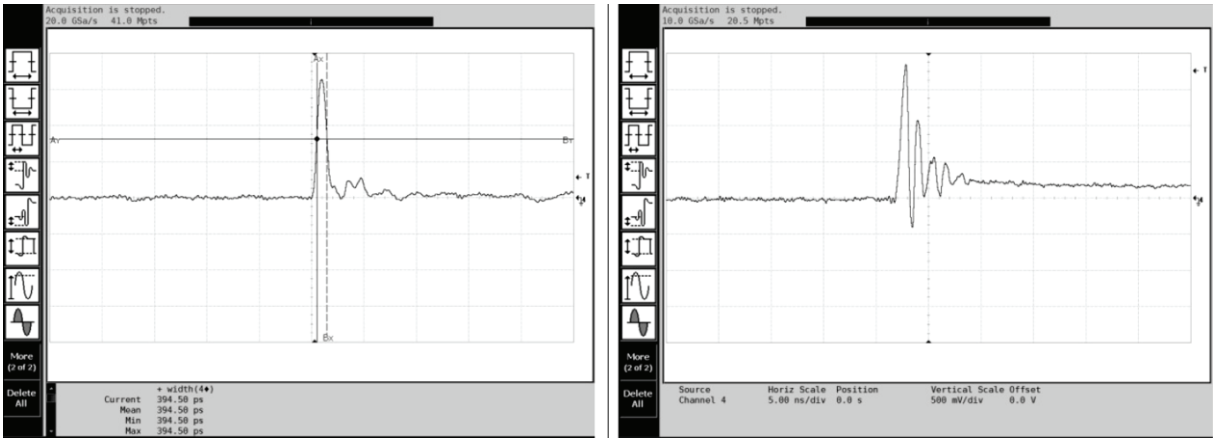


Рис. 3. Скриншоты экрана осциллографа: осциллограммы импульсов напряжения, индуцированных лазерным пробоем на поверхности проволочки при входном сопротивлении 50 Ω (a) и 1 MΩ (b). Горизонтальная шкала — время в масштабе 2 ns (a) или 5 ns (b) на деление, вертикальная — напряжение, 50 mV (a) или 500 mV (b) на деление. Проволочка длиной 30 mm подключалась непосредственно ко входу осциллографа без кабеля.

Сильный континуум, простирающийся через весь регистрируемый диапазон, является характерным признаком высокотемпературной неравновесной плазмы, возникающей при абляции материала проволочки и ионизации окружающего воздуха. Такой широкий оптический спектр отражает сложную динамику плазменных процессов, включающих тормозное излучение горячих электронов, рекомбинационное излучение и вклад от филаментации.

Важно подчеркнуть, что наблюдаемый оптический суперконтинуум служит прямым свидетельством способности источника генерировать излучение в очень широком диапазоне частот, в радиодиапазон и далее вплоть до нулевой частоты. В результате в проволочке формируется короткий однонаправленный (униполярный) импульс тока, что приводит к появлению электромагнитного импульса с ненулевой электрической площадью (1), что соответствует наличию существенной спектральной компоненты на нулевой частоте.

Спектр оптического свечения пробоя (рис. 2, d) иллюстрирует общий сверхширокополосный характер излучения источника — от оптического диапазона до постоянной составляющей, что качественно отличает его от традиционных резонансных излучателей.

Импульс тока в излучающей проволочке и остаточный заряд

Прямое измерение напряжения на конце излучающей проволочке A_1 (рис. 1) позволило восстановить параметры индуцированного лазерным пробоем однонаправленного тока и продемонстрировать возникновение остаточного заряда на проволочке. При сопротивлении входа осциллографа 50 Ω осциллограф показывал короткий униполярный импульс напряжения длительностью ~ 400 ps (FWHM, рис. 3, a).

При входном сопротивлении 1 MΩ форма сигнала существенно менялась (рис. 3, b). После резкого всплеска напряжения следовал осциллирующий спад до ненулевого уровня, на осциллограмме четко появлялась „ступенька“. Такая форма сигнала интерпретируется следующим образом. Мощный фемтосекундный лазерный импульс вызывает быстрый выброс электронов с поверхности металла, вслед за которыми следует эмиссия ионов. Вблизи проводника формируется сильно неравновесная плазма, что приводит к появлению кратковременного импульса тока $I(t)$ в проволочке.

Важно, что на осциллограмме рис. 3, b имеет место не только нарастание, но и быстрый спад напряжения, также быстро затухающие осцилляции напряжения. Мы полагаем, что после первоначального всплеска возникает обратный импульс, частично разряжающий паразитные емкости входной электрической цепи. Он связан с прекращением эмиссии, началом рекомбинации и ослаблением влияния испарившихся эмитированных электронов на ток в проводнике. Все это маскируют быстрые затухающие осцилляции тока во входной электрической цепи осциллографа.

В результате всех процессов на проволочке остается остаточный положительный заряд, о чем свидетельствует „ступенька“ напряжения на осциллограмме. Это указывает на то, что интегрально по проволочке протек однонаправленный (униполярный) ток. Таким образом, удалось создать макроскопический униполярный ток в линейном отрезке проводника, не входящем в состав замкнутой электрической цепи. Оставшееся напряжение в виде постоянной составляющей („ступенька“) прямо указывает на то, что интеграл тока по времени (перенесенный заряд) отличен от нуля. Последующий медленный спад связан с выравниванием потенциалов на конденсаторе входной паразитной емкости при протекании тока через сопротивление 1 MΩ входа осциллографа.

В результате макроскопический индуцированный лазерной искрой на поверхности униполярный ток в прямом отрезке проводника превращает его в своеобразную „униполярную“ излучающую антенну. Мы применили термин униполярный для противопоставления с привычным (классический диполь Герца) дипольным поведением прямого отрезка металлического провода, когда заряды периодически разделяются на концах проводника, и общий заряд равен нулю. В нашем случае в антенне существует только короткий импульс униполярного электрического поля. В случае рис. 3, *b* значение постоянной составляющей „ступеньки“ напряжения $U \approx 0.25$ V; при входной емкости $C \approx 11$ pF остаточный заряд составляет $Q = CU \approx 3 \cdot 10^{-12}$ K. Проволочка потеряла $2 \cdot 10^7$ электронов.

Обратим внимание, что используемый осциллограф не позволяет зарегистрировать статическое электрическое поле и соответствующую ему постоянную составляющую электрической площади импульса. Постоянный остаточный заряд на проволочке создаёт статическое поле, которое наводит разные потенциалы на сигнальном проводнике и проводнике заземления („массе“). Из-за конечного входного сопротивления осциллографа через него начинает протекать ток, приводящий к постепенному выравниванию потенциалов. В результате регистрируемый сигнал спадает до нуля.

Эволюция униполярности поля при увеличении расстояние между антеннами

Для подтверждения того, что униполярный ток в проволочке A_1 действительно порождает униполярное электромагнитное поле, были выполнены измерения с помощью приемных антенн (проволочек A_2), расположенных на разном расстоянии от излучателя.

Эксперименты проводились при подключении приемных и передающей антенны к щупам. В этом случае измеряемое напряжение падало из-за увеличения входной емкости за счет емкости кабелей. Когда они подключались ко входам осциллографа, сигналы возрастали, что было важно, так как в лаборатории был сравнительно высокий уровень электропомех от работающих установок. Однако во всех экспериментах, как при непосредственном подключении, так и при помощи кабелей, наблюдалось наличие униполярности при расстоянии между проволочкой излучателя и приемной проволочкой порядка размера антенны излучателя, которая исчезала по мерее увеличения расстояния.

Наиболее наглядными оказались эксперименты, в которых две приемные антенны подключались непосредственно ко входам осциллографа, что увеличивало напряжение на них за счет минимальной паразитной емкости и снижало уровень помех. Излучающая проволочка, подключенная через кабель, могла свободно перемещаться. Это позволило в одном акте лазерного пробоя иметь две антенны на разных расстояниях и одновременно демонстрировать наличие униполярности вблизи излучающей проволочки и ее исчезновение вдали от нее.

На рис. 4 представлены результаты, когда обе проволочки приемных антенн подсоединены к высокоомным входам 1 MΩ. Сигнал с ближней антенны A_1 (расстояние до излучающей проволочки 10 mm, верхний трек *1*) демонстрирует явную асимметрию: после быстрых колебаний напряжение не возвращается к нулю, а устанавливается на постоянном уровне, аналогично сигналу на самом излучателе (центральный трек *2*). Это свидетельствует об униполярности поля, которая в данной геометрии эксперимента существует только в ближней зоне. Сигнал с дальней антенны A_2, удаленной на 90 mm (верхний трек), является симметричным (биполярным) и не имеет постоянной составляющей. Это демонстрирует трансформацию исходного униполярного поля, которое в дальней зоне приобретает нулевую электрическую площадь. В таком эксперименте продемонстрирована трансформация униполярного импульса излучения в биполярный при удалении от источника. Переход униполярного импульса в биполярный при удалении от источника является экспериментальным доказательством униполярной природы нашего излучателя и демонстрацией поведения униполярности при удалении от такого источника.

Фрагмент центральной части осциллограммы рис. 4 дан на рис. 5.

При расстояниях между антеннами больше их размеров униполярность не регистрируется используемым оборудованием. В этом случае регистрируемый от униполярной антенны сигнал оказывается пропорционален производной от импульса тока $I(t)$ по времени (в эксперименте осциллограф регистрирует напряжение $U = I(t)R$). На рис. 6 приводится сравнение нормированных величин производной по времени от напряжения $(-dU_1/dt)$ униполярной антенны и нормированного значения напряжения U_2 на приемной антенне для передающей антенны длиной 5 mm и приемной 30 mm при расстоянии между ними 25 mm.

Определение длительности униполярного импульса тока

Длительность индуцированного тока лежит за пределами временного разрешения осциллографа, однако её можно приближённо оценить косвенным методом. Для этого проводились измерения остаточного заряда на проволочке при двух различных входных сопротивлениях осциллографа, предполагая, что в обоих случаях импульс тока взаимодействует с одной и той же входной ёмкостью $C_{\text{вх}}$.

При входном сопротивлении 1 MΩ полный заряд Q_1 оценивался по остаточному напряжению U на ём-

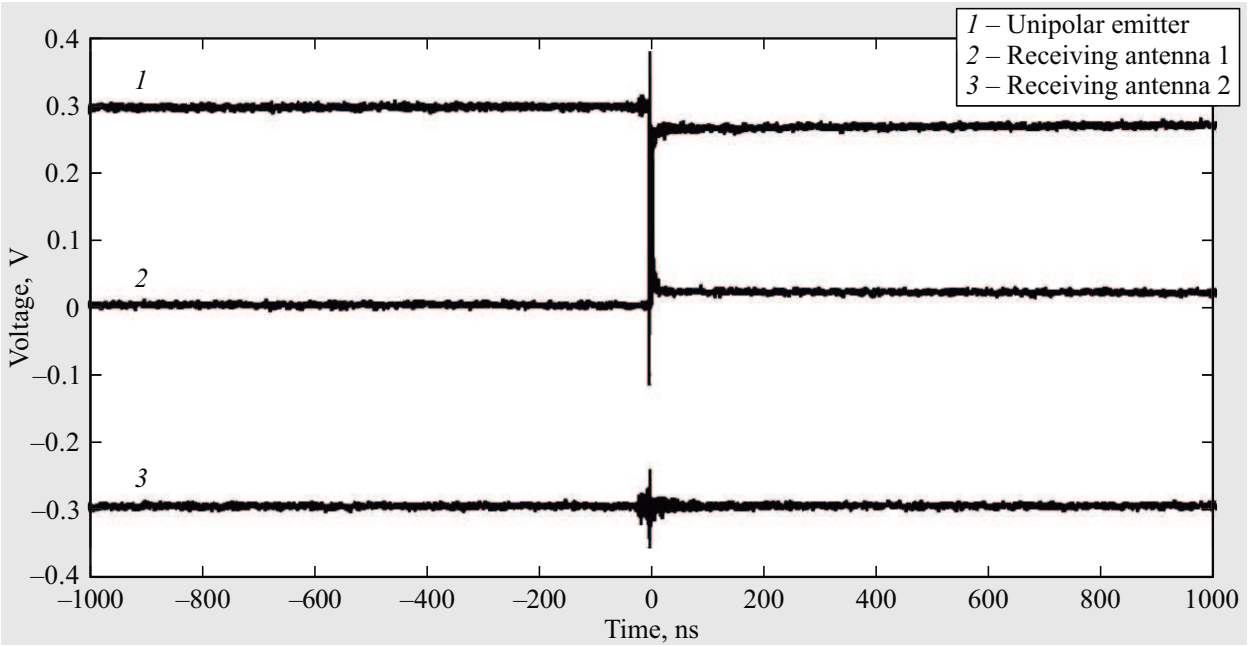


Рис. 4. Напряжения на передающей проволочке-антенне (*1*) и на приемной антенне, удаленной от передающей на расстояние 10 mm (*2*) или 90 mm (*3*). Для размещения всех трех сигналов на экране осциллографа треки, соответствующие приемным проволочкам-антеннам, смещены на 0.3 V вверх (*2*) и на −0.3 V (*3*). Длины антенн 30 mm.

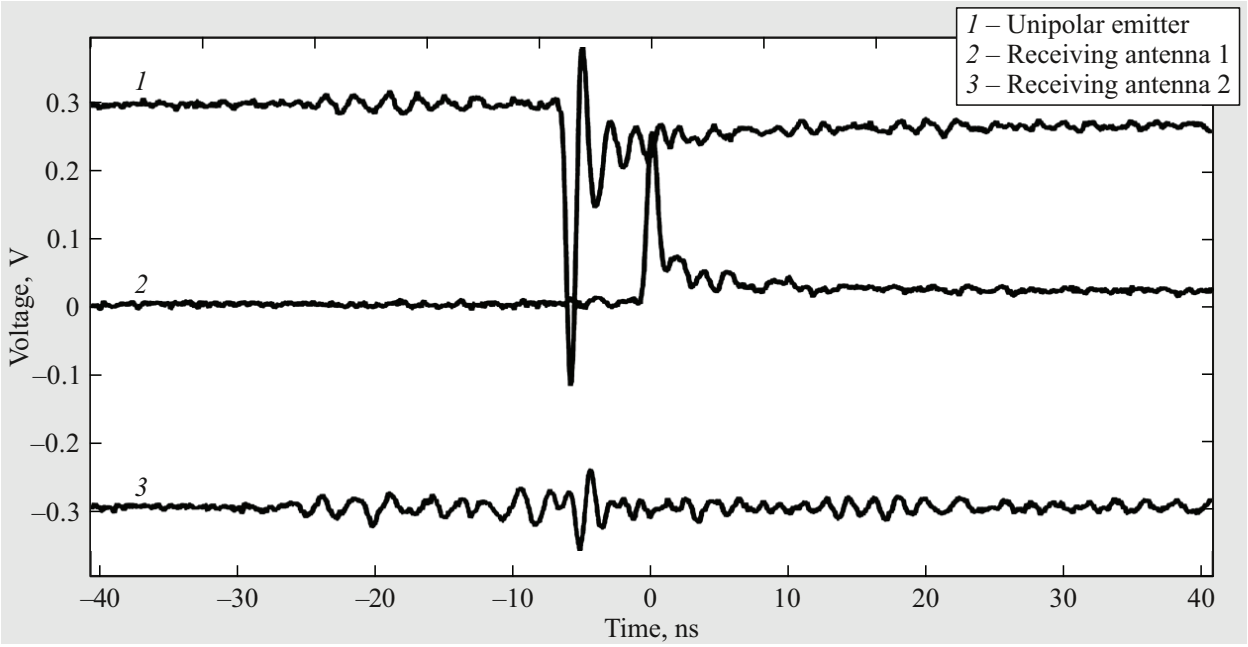


Рис. 5. Фрагмент центральной части осциллограммы рис. 4. Трек (*1*) — сигнал с передающей антенны, отображается с запаздыванием относительно сигналов с приемных антенн, так как передающая антенна была подключена через кабель, создающий задержку. За счет емкости кабеля 110 pF напряжение на передающей антенне примерно на порядок ниже, чем оно было бы при непосредственном подключении ко входу осциллографа, где емкость равна 11 pF. Поэтому напряжение на ближней приемной антенне (*2*) больше, чем на передающей.

кости: $Q_1 = UC_{\text{in}}$. При входном сопротивлении 50 Ω заряд Q_2 оценивался по максимальной амплитуде напряжения $U_{\max}$ и наблюдаемой длительности импульса на половине высоты Δt_{scope} : $Q_2 = U_{\max}\Delta t_{\text{scope}}/50$. Поскольку реальная длительность импульса Δt значительно меньше Δt_{scope}, значение Q_2 оказывается завышенным.

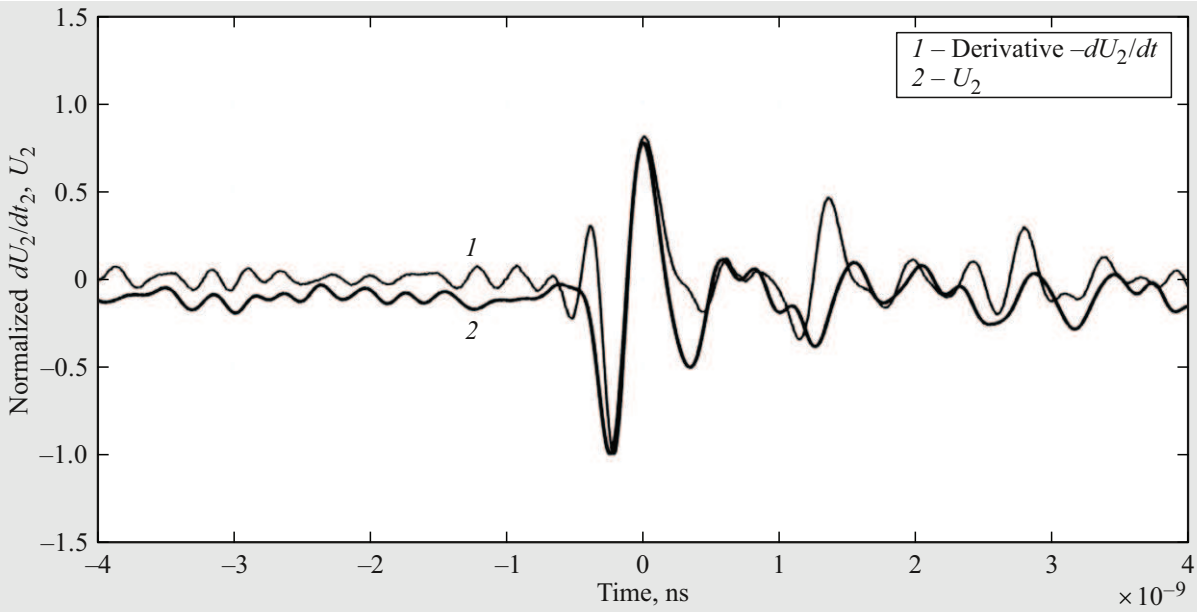


Рис. 6. Нормированные величины: синяя линия производная по времени от напряжения $(-U_1/dt)$ униполярной антенны, красная линия — нормированное значения напряжения U_2 на приемной антенне.

Так как импульс тока существенно короче времени разрешения прибора, величины Q_1 и Q_2 различаются. Отношение зарядов позволяет оценить истинную длительность импульса по формуле

$$\Delta t \approx \Delta t_{\text{scope}} \frac{Q_1}{Q_2}.$$

Ввиду нестабильности лазерного пробоя измерения при двух сопротивлениях нельзя было выполнить одновременно, поэтому результат носит оценочный характер. В среднем Q_2 было примерно на порядок больше Q_1, что соответствует длительности униполярного импульса тока около 40 ps.

Сделанная оценка длительности импульса тока в нашем эксперименте заметно короче типичных времён зарядки мишеней, наблюдаемых в экспериментах с фемтосекундными лазерами на металлических мишенях в вакууме [15,16,20]. Это различие, по-видимому, связано с влиянием окружающего воздуха. В вакууме горячие электроны, эмитированные с поверхности, покидают мишень на относительно больших временах, что приводит к более длительной фазе зарядки и значительному остаточному заряду [15,20].

В условиях атмосферы плотная плазма, образующаяся в воздухе вокруг проволочки, а также высокая частота столкновений заряженных частиц с молекулами газа способствуют более быстрой нейтрализации заряда и экранировке электрического поля. Кроме того, ограничение расширяющейся плазмы окружающим газом приводит к изменению динамики плазменного облака по сравнению со свободным расширением в вакууме. В совокупности эти процессы, по-видимому, сокращают время существования значительного разделения зарядов и, соответственно, длительность однонаправленного импульса тока в проводнике. Подробное количественное сравнение требует дополнительных экспериментов в контролируемых условиях вакуума и при различных давлениях газа.

Заключение

В работе экспериментально продемонстрирован и исследован радиофотонный метод генерации униполярных электромагнитных импульсов, основанный на лазерном индуцировании короткого однонаправленного импульса тока в тонком металлическом проводнике. Фемтосекундный лазерный пробой на поверхности проволочки приводит к формированию субнаносекундного униполярного тока, что позволяет использовать проводник в качестве компактного источника импульсов с ненулевой электрической площадью.

Прямыми измерениями показано, что в ближней зоне формируется импульс электромагнитного поля с ненулевой электрической площадью, который при удалении от источника трансформируется в биполярный импульс с нулевой площадью. Оценена длительность индуцированного тока (~ 40 ps). Полученные результаты согласуются с теоретическими представлениями об излучении источников с ненулевым интегралом тока по времени [8,21].

Согласно [21], источником электрической площади электромагнитного импульса является ненулевая интегральная плотность заряда в некоторой области пространства. В проведённых экспериментах это проявля-

лось в виде остаточного заряда на проволочке и соответствующего униполярного поля в ближней зоне. Отмечено также, что электрическая площадь импульса убывает с расстоянием быстрее, чем его амплитуда.

Предложенный подход позволяет создавать компактные источники электромагнитных импульсов с выраженным низкочастотным спектральным содержанием, труднодостижимым при использовании традиционных резонансных систем.

Благодарности

Авторы выражают благодарность профессору А.А. Андрееву за дискуссию. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Финансирование работы

Исследования проведены с использованием оборудования ресурсного центра „Оптические и лазерные методы исследования вещества“ Научного парка СПбГУ при поддержке проекта 125021902439-8 и при финансовой поддержке Государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A. L'Huillier. Rev. Mod. Phys., **96** (3), 030503 (2024). DOI: 10.1103/RevModPhys.96.030503
[2] E. Goulielmakis, Z.-H. Loh, A. Wirth, R. Santra, N. Rohringer, V.S. Yakovlev, S. Zherebtsov, T. Pfeifer, A.M. Azzeer, M.F. Kling, G. Tsilimis, A. Fürbach, F. Krausz. Nature, **466** (7307), 739–743 (2010). DOI: 10.1038/nature09212
[3] M. Nisoli, P. Decleva, F. Calegari, A. Palacios, F. Martín. Chem. Rev., **117** (16), 10760–10825 (2017). DOI: 10.1021/acs.chemrev.6b00453
[4] M. Borsch, M. Meierhofer, R. Huber, M. Kira. Nat. Rev. Mater., **8** (10), 668–687 (2023). DOI: 10.1038/s41578-023-00592-8
[5] M.T. Hassan. ACS Photonics, **11** (2), 334–338 (2024). DOI: 10.1021/acsphotonics.3c01584
[6] C. Heide, P.D. Keathley, M.F. Kling. Nat. Rev. Phys., **6** (11), 648–662 (2024). DOI: 10.1038/s42254-024-00764-7
[7] B. Fehér, V. Hanus, W. Li, Z. Pápa, J. Budai, P. Paul, A. Szeghalmi, Z. Wang, M.F. Kling, P. Dombi. Sci. Adv., **11** (26), eadv5406 (2025). DOI: 10.1126/sciadv.adv5406
[8] N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov. Contemp. Phys., **64** (3), 224–243 (2024). DOI: 10.1080/00107514.2024.2376424
[9] Х.Ф. Хармут. *Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи* (Радио и связь, М., 1985) [H.F. Harmuth. *Nonsinusoidal Waves for Radar and Radio Communication* (New York, 1981)].
[10] М.В. Архипов, Р.М. Архипов, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **129** (9), 1173–1175 (2021) [M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, N.N. Rosanov. Opt. Spectrosc., **129** (11), 1193–1195 (2021). DOI: 10.1134/S0030400X21090034].
[11] M. Arkhipov, A. Pakhomov, R. Arkhipov, N. Rosanov. Opt. Lett., **48** (17), 4637–4640 (2023). DOI: 10.1364/OL.496073
[12] М.В. Архипов, А.Н. Цыпкин, М.О. Жукова, А.О. Исмагилов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов. Письма в ЖЭТФ, **115** (1), 3–9 (2022). [M.V. Arkhipov, A.N. Tsypkin, M.O. Zhukova, A.O. Ismagilov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov, R.M. Arkhipov. JETP Lett., **115** (1), 1–6 (2022). DOI: 10.1134/S0021364022010015].
[13] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Наука, 1987) [Y.P. Raizer. Spark Discharge (Routledge, 2017)].
[14] K.H. Leitz, B. Redlingshöfer, B. Reg, A. Otto, M. Schmidt. Phys. Procedia, **12**, 230–238 (2011). DOI: 10.1016/j.phpro.2011.03.128
[15] J.L. Dubois, F. Lubrano-Lavaderci, D. Raffestin, J. Ribolzi, J. Gazave, A.C.L. Fontaine, E. d'Humières, S. Hulin, Ph. Nicolai, A. Poyé, J. Santos. Phys. Rev. E, **89** (1), 013102 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevE.89.013102
[16] F. Consoli, R. De Angelis, P. Andreoli, M. Cipriani, G. Cristofari, G. Di Giorgio, F. Ingenito, C. Verona. High Power Laser Sci. Eng., **8**, e22 (2020). DOI: 10.1017/hpl.2020.21
[17] S. Tokita, S. Sakabe, T. Nagashima, M. Hashida, S. Inoue. Phys. Rev. Lett., **106**, 255001 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.255001
[18] S. Tokita, S. Sakabe, T. Nagashima, M. Hashida, S. Inoue. Sci. Rep., **5**, 8268 (2015). DOI: 10.1038/srep08268
[19] A. Poyé, J.-L. Dubois, F. Lubrano-Lavaderci, E. d'Humières, M. Bardon, S. Hulin, M. Bailly-Grandvaux, J. Ribolzi, D. Raffestin, J.J. Santos, P. Nicolai, V. Tikhonchuk. Phys. Rev. E, **92** (4), 043107 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevE.92.043107
[20] P. Rączka, J.L. Dubois, S. Hulin, M. Rosiński, L. Ryć, P. Parys, A. Zaraś-Szydłowska, D. Terwińska, P. Tchórz, J. Badziak, J. Wołowski. Acta Phys. Pol. A, **138** (4), 593–600 (2020). DOI: 10.12693/APhysPolA.138.593
[21] Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **128** (1), 95–97 (2020) [N.N. Rosanov. Opt. Spectrosc., **128** (1), 92–93 (2020)]. DOI: 10.1134/S0030400X20010191