

Характеристики квазиоднополярных электромагнитных импульсов, формируемых при взаимодействии мощных лазерных пучков с наноразмерными мишенями*

В.В.Кулагин, В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин, Д.Н.Гупта, Х.Сак

Предложен и исследован новый метод генерации квазиоднополярных электромагнитных импульсов ИК и терагерцевого диапазонов, основанный на синхронном ускорении сгруппированных в плотный сгусток электронов с зарядом до нескольких десятков нанокулонов, которые вытеснены из наноразмерной мишени под действием мощного лазерного импульса с крутым фронтом. При движении плотного электронного сгустка в поле лазерного излучения могут генерироваться мощные электромагнитные импульсы различного спектрального состава, в том числе с частотами терагерцевого и ИК диапазонов. Определен и численно исследован физический механизм, лежащий в основе формирования генерируемых квазиоднополярных импульсов электромагнитного излучения. С помощью численного моделирования найдены характеристики таких импульсов, в частности зависимости их амплитуды и длительности от угла между направлением распространения излучения и осью лазерного пучка. Установлено, что при использовании современных лазерных установок амплитуды квазиоднополярных импульсов могут достигать релятивистских значений. Численно проанализирован процесс отражения однополярного импульса от идеально отражающей плоскости, показано, что импульс при этом сохраняет однополярную форму.

Ключевые слова: взаимодействие мощных лазерных импульсов с веществом, ускорение электронов лазерными импульсами, генерация терагерцевого и инфракрасного излучения, наноразмерные мишени.

1. Введение

Терагерцевый диапазон частот располагается между ИК и СВЧ диапазонами. В настоящее время интенсивно развиваются исследования по генерации и применению излучения терагерцевого диапазона [1, 2]. Терагерцевое излучение широко используется для удаленного зондирования, визуализации внутренней структуры объектов, биомедицинской диагностики, исследования характеристик материалов, терагерцевой спектроскопии, в научных исследованиях и др. Некоторые применения требуют большой амплитуды терагерцевых импульсов, в частности исследования нелинейных взаимодействий в терагерцевом диапазоне частот и нелинейная терагерцевая спектроскопия, которая даст возможность получить дополнительные

знания о свойствах различных систем, включая квантовые структуры и биоматериалы. Еще одним очевидным применением является использование терагерцевых импульсов с большой амплитудой для ускорения электронов и ионов, в том числе для формирования композитного ускоряющего поля совместно с лазерным импульсом. В этом случае квазиоднополярные терагерцевые импульсы с большой амплитудой могут иметь преимущество.

Предложено большое количество схем генерации терагерцевых импульсов с различными мощностью и длительностью на основе полупроводниковых материалов, нелинейных оптических кристаллов, плазмы, газовых и твердотельных сред [3–5]. Во многих таких схемах применяются фемтосекундные лазерные импульсы, например для фотопереключения полупроводниковых структур, оптического выпрямления или параметрической генерации в нелинейных кристаллах, формирования кильватерной волны или филаментов в газе, ионизации и возбуждения колебаний на поверхности твердотельной мишени и др. При этом для создания терагерцевых полей с большой напряженностью наиболее перспективными являются подходы, в которых используются различные физические эффекты, обусловленные взаимодействием мощных лазерных импульсов с плазмой [6–15], т. к. в данном случае не возникает ограничений, связанных с пробоем среды в сильном электромагнитном поле. Одно из направлений исследования – применение твердотельных наноразмерных мишеней, у которых размер в одном (или нескольких) направлении составляет не более 100 нм. В этом случае при определенных условиях квазинейтральность плазмы может быть нарушена, и будут формироваться электронные сгустки с зарядом до нескольких десятков нанокулонов. Движение таких сгустков в поле лазерного импульса может иметь сложный характер, при этом будут генерироваться мощные электромагнитные импульсы с различны-

* Работа доложена на конференции UltrafastLight-2018 (Россия, Москва, октябрь 2018 г.).

В.В.Кулагин. Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Университетский просп., 13; Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, 125009 Москва, ул. Моховая, 11; e-mail: victorvkulagin@yandex.ru

В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин. Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, 125009 Москва, ул. Моховая, 11;

D.N.Gupta. Department of Physics and Astrophysics, University of Delhi North Campus, University of Delhi, Delhi-110007, India

H.Suk. Advanced Photonics Research Institute, Gwangju Institute of Science and Technology, 123 Cheomdangwagi-ro, Buk-gu, Gwangju, 61005, South Korea; Department of Physics and Photon Science, Gwangju Institute of Science and Technology, 123 Cheomdangwagi-ro, Buk-gu, Gwangju, 61005, South Korea; e-mail: hysuk@gist.ac.kr

Поступила в редакцию 6 января 2019 г., после доработки – 28 марта 2019 г.

ми частотами, в том числе с частотами терагерцевого и ИК диапазонов [16, 17].

Одним из примеров наноразмерных мишеней являются широко используемые в лазерно-плазменных экспериментах нанопленки, толщины которых могут составлять единицы нанометров, а поперечные размеры – сотни микрометров. При нормальном падении мощного неадиабатического лазерного импульса на такую мишень может происходить синхронное выдавливание всех электронов из нанопленки в направлении волнового вектора под действием продольной (вдоль оси лазерного пучка) компоненты силы Лоренца, при этом скорость электронов достигает релятивистских значений [18, 19]. Первые эксперименты по генерации релятивистских электронных сгустков из нанопленок подтвердили реализуемость такого сценария [20–22]. Однако эффективность излучения всей совокупности электронов в данном случае оказывается низкой, т. к. обычно поперечный размер нанопленки намного больше диаметра лазерного пучка, и поле, связанное с разделением зарядов, сконцентрировано между положительно заряженным слоем ионов и отрицательно заряженным слоем смещенных электронов, причем эти слои объединяются на некотором расстоянии от оси лазерного импульса.

Значительно повысить эффективность излучения при падении мощного лазерного импульса на мишень можно, применяя нанокластеры, нанострежни (нанотрубки) или полоски нанопленки ограниченной ширины. В этом случае вытесняемые из мишени электроны могут на начальном этапе ускорения когерентно излучать в перпендикулярных направлениях, и условия излучения существенно улучшаются. Преимуществом мишеней такого типа является также возможность генерации однополярных или квазиоднополярных импульсов излучения (т. е. импульсов, содержащих порядка одного периода колебаний, причем амплитуда полуволны одной полярности значительно больше амплитуды полуволны другой полярности). При генерации однополярных импульсов их амплитуда может быть значительной за счет синхронного сложения полей излучения от различных частей мишени.

В настоящей работе исследуется генерация однополярных импульсов терагерцевого и ИК диапазонов при падении мощного неадиабатического лазерного импульса на наноразмерную мишень. В качестве такой мишени выбрана полоска нанопленки толщиной 10 нм, а ее ширина составляет 0.1λ или 4λ , где $\lambda = 1$ мкм – длина волны лазерного излучения. Использование двух различных типов мишеней с шириной намного меньше и намного больше длины волны λ позволит исследовать возможность когерентного сложения полей излучения отдельных электронов. Предложен и численно исследован физический механизм, в результате которого может происходить генерация однополярных импульсов электромагнитного излучения. С помощью численного моделирования найдены характеристики этих импульсов, в частности зависимости их амплитуды и длительности от угла между направлением распространения излучения и осью лазерного пучка. Установлено, что при использовании современных лазерных установок амплитуды однополярных импульсов могут достигать релятивистских значений (в поле таких импульсов электроны приобретают скорость, близкую к скорости света, уже за время, меньшее длительности импульса). Также численно проанализирован процесс отражения однополярного импульса от идеально отражающей

плоскости и показано, что импульс при этом сохраняет однополярную форму.

2. Генерация однополярных импульсов при синхронном смещении электронов мишени под действием лазерного импульса

Генерация однополярных импульсов исследовалась с помощью двумерного численного моделирования с применением полностью релятивистского кода ХООРИС [23]. Лазерный импульс имел длительность три периода колебаний и был неадиабатическим, т. е. амплитуда первой полуволны составляла порядка максимальной амплитуды импульса. При моделировании линейно поляризованный вдоль оси z импульс распространялся вдоль оси x (ось пучка проходит через центр мишени, $y = 30\lambda$), распределение поля в поперечном направлении было гауссовым при диаметре пучка 20λ (по уровню $1/e$ для поля), а безразмерная амплитуда поля $a_0 = 10$. Безразмерная амплитуда поля здесь и ниже определяется в соответствии с выражением $a_0 = eE_0/(mc\omega)$, где E_0 – размерная амплитуда лазерного импульса либо амплитуда поля излучения; ω – частота лазерного импульса, соответствующая длине волны λ ; e и m – абсолютная величина заряда и масса покоя электрона; c – скорость света в вакууме. Центр мишени располагался в точке с координатами $x = 20\lambda$, $y = 30\lambda$, ширина мишени была равна 100 нм, толщина – 10 нм, начальная концентрация электронов $n = 70n_{cr}$, где $n_{cr} = m\omega^2/(4\pi e^2)$ – критическая концентрация (при моделировании предполагалось, что мишень переходит в ионизованное состояние в момент прихода лазерного импульса, при этом плазма является холодной и бесстолкновительной). Размер ячейки составлял $5.1 \times 10^{-3}\lambda$ по осям x и y , причем в каждой ячейке находилось 2500 частиц (дальнейшее уменьшение размера ячейки и увеличение числа частиц не приводило к заметному изменению результатов моделирования, но существенно увеличивали его время). Масса ионов m_i при моделировании была взята равной $1840m$.

Распределение компоненты E_x поля излучения при взаимодействии лазерного импульса с мишенью представлено на рис. 1, а. После взаимодействия мишень заряжена положительно, т. к. все электроны вытеснены из нее уже за времена, намного меньшие периода поля, и смещены вправо лазерным импульсом (вблизи точки $x = 20\lambda$, $y = 30\lambda$ видно статическое поле мишени). Из рис. 1, а следует, что поле излучения является сферической волной (цилиндрической при двумерном моделировании), которая распространяется от мишени с уменьшением амплитуды, при этом параметры излучения (амплитуда волны, длительность и форма импульса) меняются вдоль фронта импульса. На рис. 1, б показана форма компоненты E_x поля вдоль прямой, проходящей через мишень параллельно оси y , через 20 периодов поля после начала взаимодействия. Одинаковые однополярные импульсы расходятся от мишени вверх и вниз (рис. 1, а). Их ширина на половине высоты зависит от угла φ от оси лазерного пучка и составляет для вертикального направления распространения ~ 0.55 периодов лазерного поля.

При двумерном численном моделировании в зависимости от поляризации лазерного излучения взаимодействие импульса с точечной мишенью может эффективно происходить подобно взаимодействию с нанострежнем

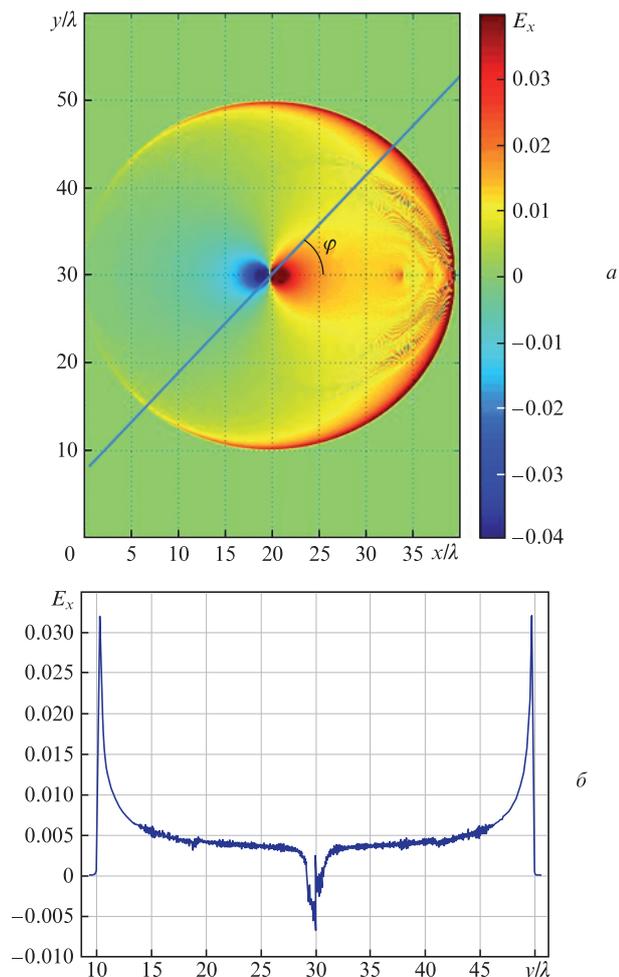


Рис.1. Поле излучения при падении лазерного импульса на мишень через 20 периодов после начала взаимодействия: пространственное распределение компоненты E_x поля (а) и форма этой компоненты вдоль прямой, проходящей через мишень параллельно оси y (б). Цветные варианты рис. 1, а, 2 и 4, а помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

или с нанокластером [17]. Действительно, при поляризации лазерного импульса вдоль оси z электрическое поле направлено вдоль наностержня (моделирование двумерное, и мишень имеет бесконечную протяженность вдоль оси z), и уже при малых амплитудах может появляться ток, что приводит к возникновению рассеянного излучения. Если же лазерный импульс поляризован вдоль оси y , то поле направлено перпендикулярно мишени, которая здесь эквивалентна нанокластеру, при малых амплитудах тока нет и излучение возникает, когда поле увеличится настолько, что электроны будут вытеснены из наностержня в направлении оси x . В обоих случаях при взаимодействии с мишенью неадиабатического лазерного импульса с достаточно большой амплитудой будет формироваться только один импульс излучения, имеющий однополярную форму [17].

3. Динамика движения электронов мишени при генерации однополярных импульсов

Динамика электронов мишени была изучена более подробно для случая генерации однополярных импульсов лазерным излучением, поляризованным вдоль оси y . При этом временной профиль лазерного импульса был

гауссовым с полной длительностью два периода колебаний поля по уровню $1/e$ (для поля). Остальные параметры лазерного импульса и мишени были такими же, как и при моделировании, результаты которого представлены на рис.1. Для выбранных параметров мишени амплитуда лазерного импульса оказывается достаточно большой для того, чтобы формировался только один импульс излучения, соответствующий по форме импульсу на рис.1,б. Распределения электронов в пространстве для четырех разных моментов времени (через два, три, четыре и шесть периодов лазерного поля от начала взаимодействия), полученные с помощью двумерного численного моделирования, показаны на рис.2.

До прихода полуволны лазерного импульса с амплитудой, близкой к максимальной, почти все электроны остаются вблизи ионов (рис.2,а, до взаимодействия мишень располагалась в точке $x = 6\lambda$, $y = 20\lambda$). Эта полуволна приходит спустя два периода поля от начала взаимодействия, одновременно вытесняет все электроны из мишени, и начинается их ускорение преимущественно в направлении волнового вектора лазерного импульса, т. к. $a_0 = 10$ и импульс имеет релятивистскую интенсивность. Уже за первый (от начала ускорения) период поля плотный сгусток электронов проходит вдоль оси x расстояние $\sim 0.8\lambda$ (рис.2,б). На начальном этапе ускорения, когда скорости электронов субрелятивистские, а размеры сгустка электронов составляют менее 0.1λ (рис.2,а), все электроны сгустка излучают когерентно, при этом наибольшую интенсивность излучение имеет в направлении, перпендикулярном направлению их движения. При дальнейшем движении продольные скорости электронов сгустка становятся релятивистскими, и за каждый период поля координата x сгустка увеличивается почти на длину волны (рис.2,в и г). При этом смещение в направлении поля лазерного импульса (в поперечном направлении) за четыре периода составляет всего одну длину волны (от $y \approx 20\lambda$ на рис. 2,а до $y \approx 21\lambda$ на рис.2,г). Размер плотного сгустка электронов в процессе его движения несколько увеличивается (до 0.2λ через два периода и 0.3λ через четыре периода после начала ускорения). При достижении релятивистской скорости электроны сгустка сначала излучают когерентно в направлении, близком к направлению своего движения, которое практически совпадает с волновым вектором ускоряющего лазерного излучения для больших амплитуд поля. Однако размеры сгустка продолжают увеличиваться, когерентность излучения электронов нарушается все сильнее и эффективность сложения полей излучения различных электронов существенно ухудшается. Таким образом, в вертикальном направлении излучается только одиночный импульс длительностью порядка половины периода лазерного поля, и происходит это в начальный момент ускорения плотного сгустка электронов (см. рис.1).

Численное моделирование показывает, что релятивистское движение сгустка вдоль оси x продолжается и далее, по крайней мере в течение еще нескольких десятков периодов поля. За это время сгусток рассеивается за счет действия кулоновских сил отталкивания между электронами, плотность его снижается, а размеры растут. Часть электронов начинает поворачивать назад вследствие притяжения ионов, причем этот процесс уже несинхронный в отличие от синхронного ускорения сгустка в начале движения, т. к. первыми поворачивают наиболее близкие к ионам электроны сгустка, для которых куло-

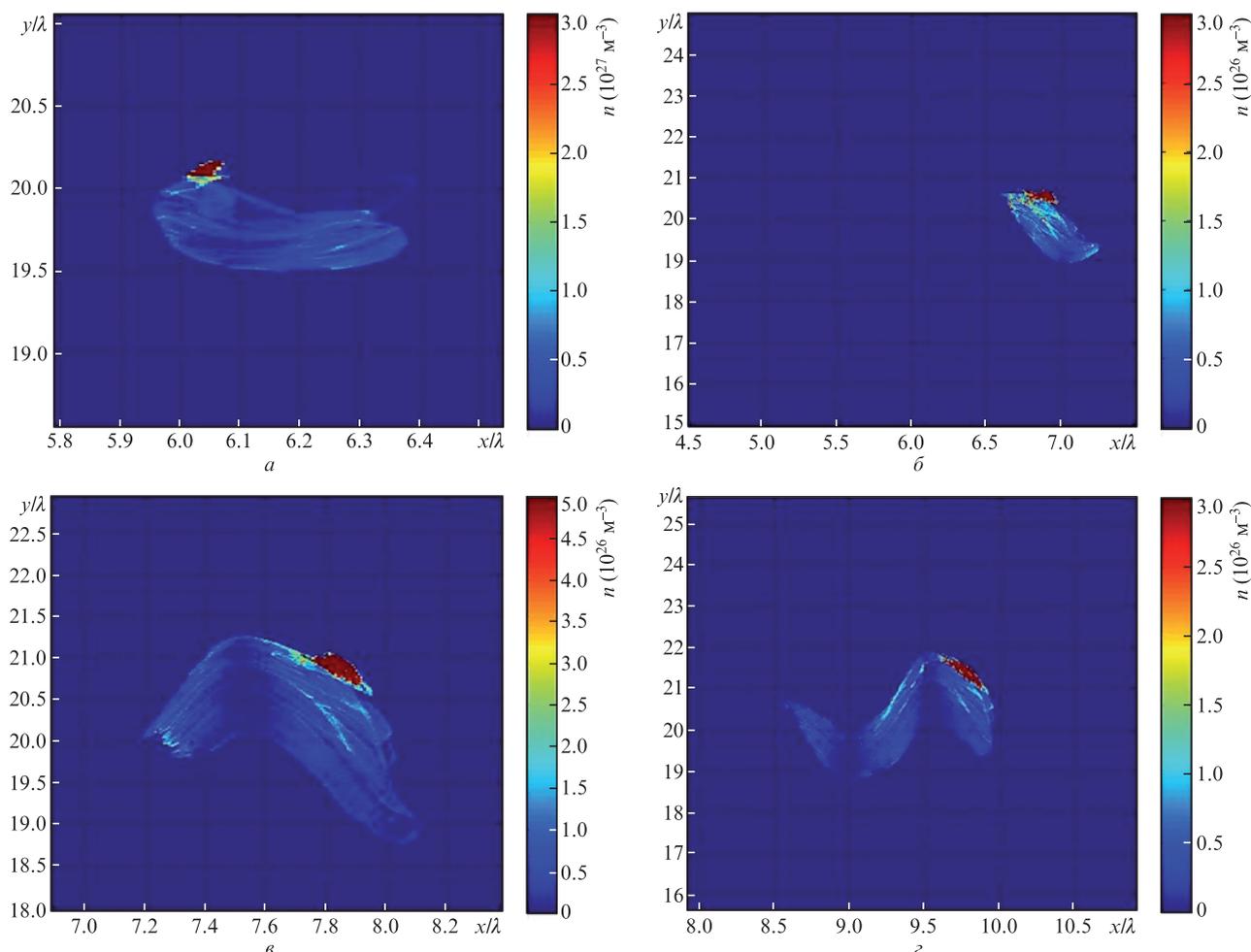


Рис.2. Распределение концентраций электронов в пространстве при падении лазерного импульса на мишень через два (а), три (б), четыре (в) и шесть (г) периодов лазерного поля от начала взаимодействия (контраст изображения увеличен для лучшей видимости плотного сгустка электронов).

новское поле самое сильное, затем следующие и т. д. При остановке и возвращении к положительно заряженной мишени электроны сгустка генерируют импульсы противоположной полярности (по сравнению с синхронно излученным импульсом), которые теперь складываются некогерентно, поэтому их общая интенсивность оказывается существенно меньше суммарной интенсивности когерентных импульсов, излученных электронами в момент вылета сгустка из мишени. Из рис.2 видно, что во время начального ускорения имеются также и электроны, движение которых несинхронно с движением сгустка (светло-голубые области на рис.2), и возможно даже их обратное движение в сторону мишени. Однако концентрация этих электронов невелика, а занимаемая ими область имеет характерные размеры, равные половине длины волны и более, поэтому генерируемое электронами излучение слабое. Таким образом, при взаимодействии мощных лазерных импульсов с наноразмерными мишенями может быть сформировано излучение в виде однополярного импульса. Необходимо отметить, что при недостаточно большой амплитуде лазерного импульса несинхронно движущиеся электроны могут привести к формированию квазиднополярного импульса, когда появляется заметный выброс противоположной полярности.

Характеристики генерируемого излучения существенно зависят от динамики движения электронов в поле ла-

зерного импульса и в кулоновском поле ионов. В частности, полное вытеснение электронов из мишени возможно, только если амплитуда импульса превышает некоторое пороговое значение [18, 19]. Кроме того, синхронность движения электронов на начальном этапе ускорения оказывается выше для лазерных импульсов с более крутым фронтом, а для импульсов с длительностью фронта, значительно меньшей периода волны (неадиабатические импульсы) достигается практически полная синхронность. При этом увеличивается и амплитуда излучаемого поля. В результате короткие лазерные импульсы с крутым фронтом более предпочтительны для генерации такого излучения, что подтверждают и результаты численного моделирования.

4. Угловая зависимость и амплитуда для однополярных импульсов излучения в случае широких мишеней

Характеристики излучаемого однополярного импульса существенным образом зависят от угла его распространения относительно оси лазерного пучка. Импульсы, излучаемые под различными углами, представлены на рис.3 для точечной мишени, аналогичной использованной при моделированиях, результаты которых приведены на рис.1

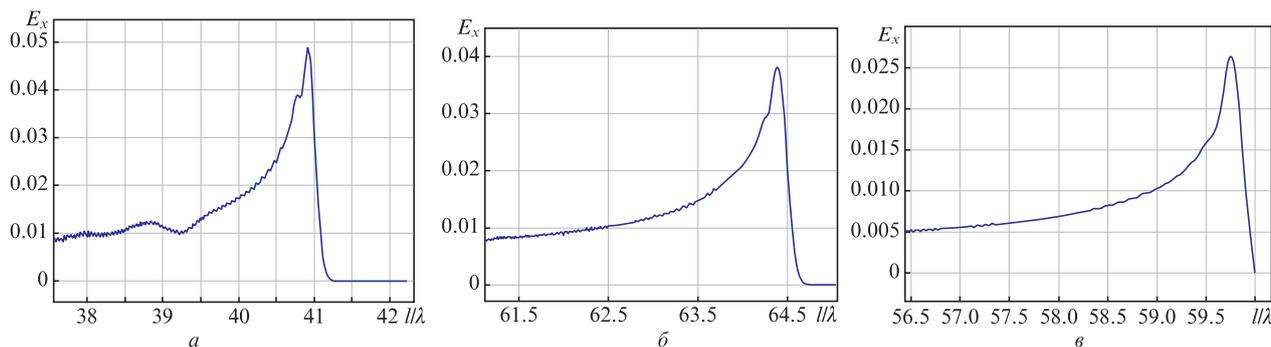


Рис.3. Форма компоненты E_x поля импульса, излучаемого под углами $\varphi = 30^\circ$ (а), 60° (б) и 90° (е) к оси x , через 30 периодов от начала взаимодействия (по горизонтальной оси отложено нормированное на λ расстояние l вдоль прямой на рис.1,а, проходящей через мишень, от ее левого нижнего конца). Параметры лазерного импульса и мишени такие же, как и для рис.1.

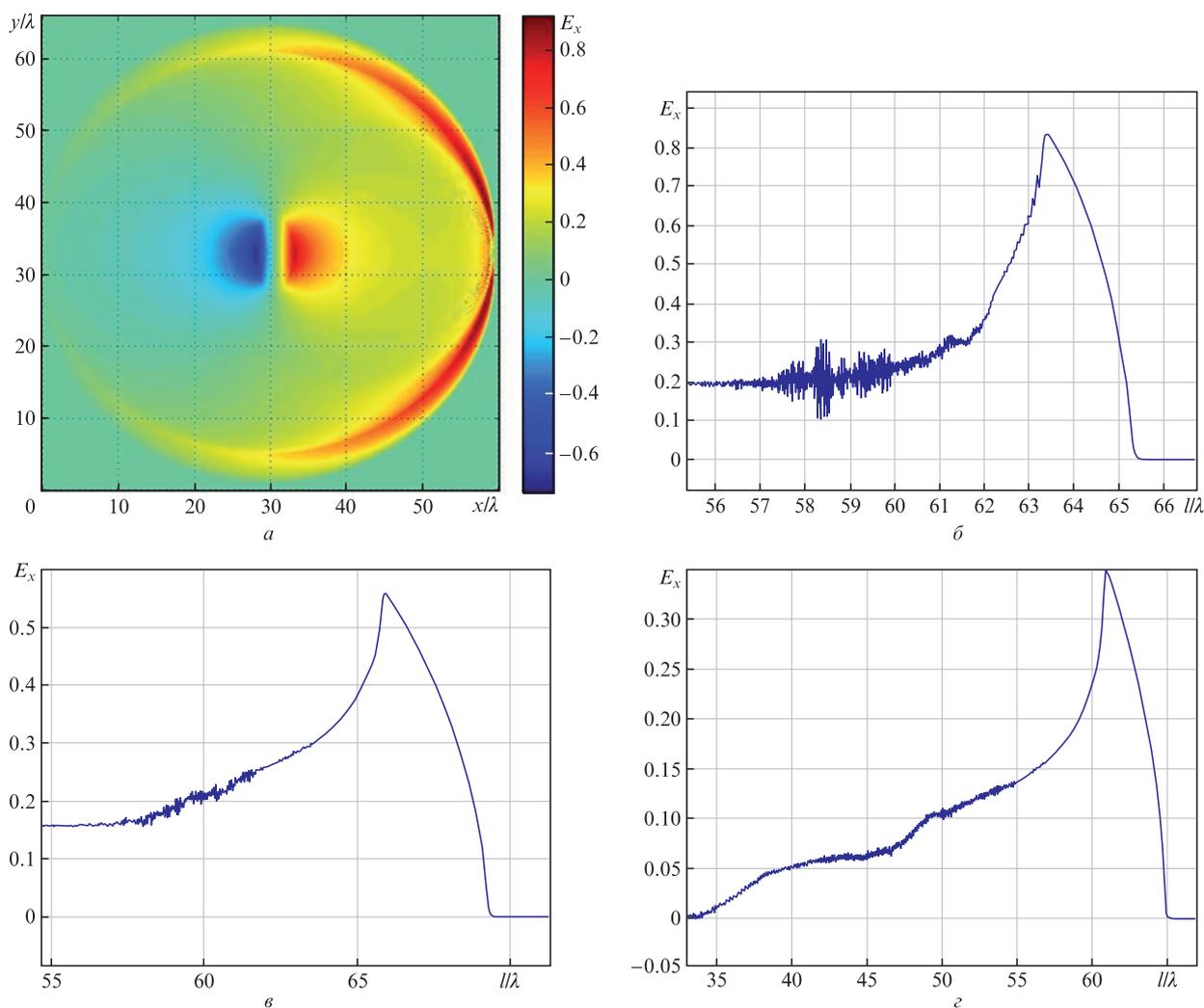


Рис.4. Распределение в пространстве компоненты E_x поля излучения через 30 периодов от начала взаимодействия (а) и форма импульса, излучаемого под углами $\varphi = 30^\circ$ (б), 60° (е) и 90° (з) к оси x . Центр мишени располагается в точке $x = 30\lambda$, $y = 33\lambda$, остальные параметры лазерного импульса и мишени такие же, как и для рис.1.

и 2. Длительность импульса при увеличении угла сначала возрастает, а потом уменьшается, при этом амплитуда монотонно спадает. Следует отметить, что в направлении, близком к направлению распространения лазерного импульса, и в обратном направлении амплитуды импульсов существенно различаются (см. рис.1,а), что связано с релятивистской деформацией диаграммы направленности излучения (электроны мишени имеют преимущественное на-

правление движения, совпадающее с направлением распространения лазерного импульса).

Возможность формирования однополярных импульсов излучения при взаимодействии лазерного импульса с наноразмерными мишенями позволяет существенно увеличить амплитуду генерируемого импульса, применяя более широкую ленточную мишень (с большей протяженностью вдоль оси y), т. е. за счет увеличения площади мише-

ни и, следовательно, заряда ускоряемого электронного сгустка. Кроме того, увеличивается и длительность импульсов. Действительно, в случае широкой мишени излучение от более удаленных ее участков приходит в точку наблюдения с запаздыванием, но поскольку знак поля сохраняется, происходит эффективное удлинение импульса. Запаздывание излучения будет максимальным при его распространении в направлении, перпендикулярном оси лазерного импульса, т.е. вдоль оси y . Пример генерации такого импульса приведен на рис.4,а, где амплитуда импульса достигает релятивистских значений (единицы теравольт на метр) даже на расстоянии 30λ от мишени, а его длительность составляет несколько периодов лазерного поля. При этом ширина мишени (размер вдоль оси y) равна 4λ , а требуемая для создания синхронного движения электронов амплитуда лазерного импульса $a_0 = 30$. Остальные параметры лазерного импульса и мишени такие же, как и для рис.1. На рис.4,б-г представлены формы импульсов, излучаемых под углами 30° , 60° и 90° к оси x .

На рис.5 приведен модуль спектра импульса, показанного на рис.4,г. Спектр имеет относительно узкополосный пик на малых частотах и широкий пьедестал, которые обусловлены двумя различными физическими процессами. Первый процесс связан с достаточно медленно спадающей амплитудой излучения, приходящего от удаленных частей мишени с координатами $z \neq 0$ (при двумерном моделировании мишень является бесконечно протяженной вдоль оси z), что выражается в формировании длинного спада поля на рис.4,б-г. Ширина этой части спектра на половине высоты равна ~ 6.4 ТГц (полная ширина главного лепестка 13 ТГц). Второй процесс, связанный со сложением полей излучения от частей мишени (шириной 4λ), находящихся в точке $z = 0$, имеет значительно более широкий спектр с шириной на полувысоте ~ 32 ТГц, что соответствует верхнему терагерцевому диапазону (полная ширина главного лепестка этой части спектра 74 ТГц). Длительность импульса на рис.4,г на полувысоте составляет 20.5 фс, при этом произведение ширины полосы и длительности импульса равно 0.65, что характерно для импульсов без высокочастотного заполнения. В то же время необходимо отметить, что амплитуда спектра таких импульсов имеет конечное значение для малых частот, и при наличии соответствующего фильтра может быть выделено излучение с частотами, значительно меньшими 32 ТГц. Спектры импульсов на рис.4,б и в аналогичны спектру импульса на рис.4,г, при этом шири-

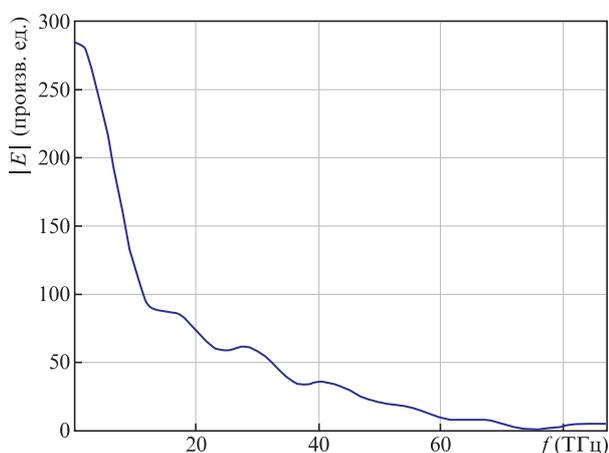


Рис.5. Модуль спектра импульса, показанного на рис.4,г.

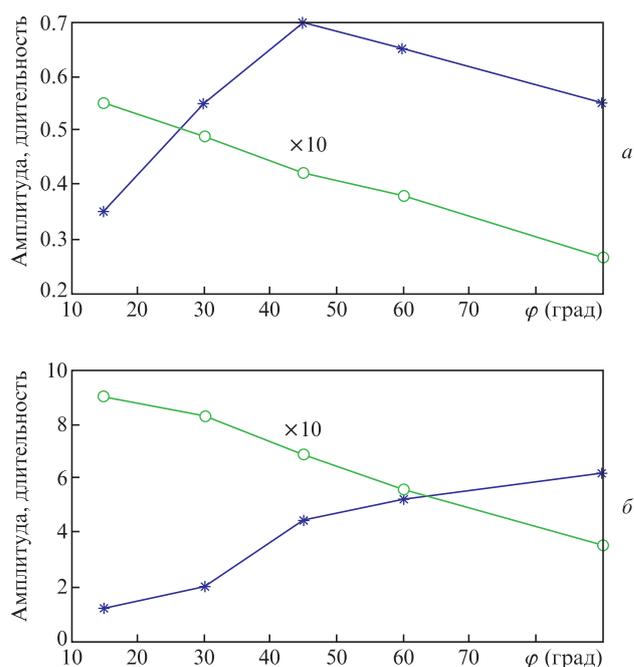


Рис.6. Безразмерные амплитуды (O) и длительности (нормированы на период лазерного поля; *) генерируемых импульсов в зависимости от угла φ от оси лазерного пучка для моделирований, результаты которых представлены на рис.1, 3 (а) и рис.4 (б).

на широкополосной части спектра изменяется пропорционально длительности импульсов.

Амплитуды и длительности (компонента E_x поля) генерируемых импульсов для моделирований, результаты которых представлены на рис.3 и 4, в зависимости от угла φ от оси лазерного пучка приведены на рис.6. В обоих случаях амплитуда излучаемого однополярного импульса монотонно уменьшается с увеличением угла. В то же время для узкой мишени длительность импульса имеет максимум вблизи $\varphi = 45^\circ$ (рис.6,а), а для широкой мишени за счет сложения полей излучения от ее различных частей длительность импульса монотонно растет с ростом угла и превышает шесть лазерных периодов для $\varphi = 90^\circ$ (рис.6,б). Для формирования такого импульса требуется мощность петаваттного уровня, что уже давно реализовано в мощных лазерных установках. Дальнейшее увеличение ширины мишени позволит еще больше увеличить амплитуду генерируемого однополярного импульса и его длительность.

Коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию генерируемых импульсов (энергетическая эффективность процесса) зависит от требований к параметрам таких импульсов. Остановившись на генерации однополярных импульсов с наибольшей длительностью, можно оценить энергию генерируемого излучения в интервале углов $45^\circ - 90^\circ$ от оси лазерного пучка, т.к. длительность излучаемых импульсов в этом интервале согласно рис.6,б меняется незначительно. Принимая во внимание, что наше моделирование двумерное, а лазерный импульс неадиабатический, и учитывая излучение, идущее как вверх, так и вниз (см. рис.4,а) в указанном интервале углов, для мишени шириной 4λ получим коэффициент конверсии $\sim 1.3\%$. Поскольку излучение формируется на фронте лазерного импульса, то его длина может быть уменьшена по сравнению с использованной при моделировании (3λ), кроме того, диаметр лазерного пучка

также может быть уменьшен, что приведет к росту энергетической эффективности процесса генерации.

Таким образом, из рис.4–6 можно сделать вывод, что при взаимодействии мощных лазерных импульсов с ленточными мишенями могут быть сформированы импульсы излучения с длительностью, намного превышающей период лазерного поля. При достаточно большой ширине мишени такие импульсы, имея релятивистскую амплитуду, соответствуют ИК или терагерцевому диапазону. Эффективность генерации этих импульсов, рассчитанная по энергии излучения, может достигать единиц процентов.

5. Отражение однополярных электромагнитных импульсов от идеально проводящей поверхности

Большое значение для применений имеет возможность формировать фронт однополярного электромагнитного импульса и менять направление его распространения, в том числе с использованием фокусировки. Отражение однополярного электромагнитного импульса с плоским фронтом от идеально проводящей плоскости численно проанализировано ниже. Моделирование проводилось в двумерной прямоугольной области, на верхней и нижней границах которой выполнены условия равенства нулю тангенциальной компоненты электрического поля. Диэлектрическая и магнитная проницаемости внутри области равны единице (вакуум). Вдоль оси x от левой границы области распространяется однополярный импульс с плоским фронтом (рис.7). Импульс имеет поляризацию, при которой отличной от нуля компонентой магнитного поля является только компонента H_z . Вблизи правой границы расположен проводящий клин, поперечные (вдоль оси y) и продольные (вдоль оси x) размеры которого значительно превышают длину падающего импульса вдоль оси x .

Найдем пространственно-временную конфигурацию отраженного от поверхности клина поля. Для решения этой задачи используем численное моделирование, алгоритм которого основан на методе конечно-разностной

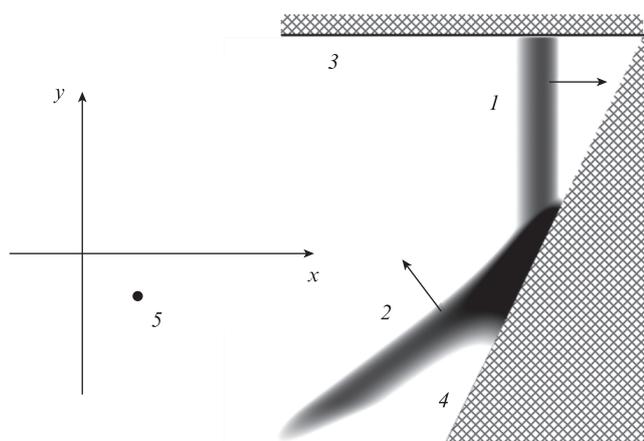


Рис.7. Пространственное распределение магнитного поля в фиксированный момент времени: 1 – падающий импульс; 2 – отраженный импульс; 3 – верхняя граница области моделирования; 4 – идеально проводящая наклонная плоскость; 5 – точка наблюдения; стрелками показаны направления распространения падающего и отраженного импульсов.

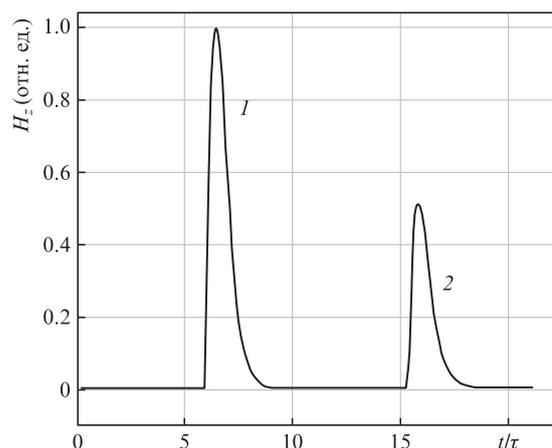


Рис.8. Зависимости магнитного поля падающего (1) и отраженного (2) импульсов от времени в фиксированной точке наблюдения 5 на рис.7.

аппроксимации уравнений Максвелла в дифференциальной форме. Для удобства в этом разделе время нормировано на длительность падающего импульса τ , определяемую по уровню 0.5 от максимума его амплитуды, а пространственная координата нормирована на величину ct .

На рис.7 представлено пространственное распределение компоненты магнитного поля H_z однополярного импульса в фиксированный момент времени, когда импульс находится вблизи правого верхнего угла области моделирования. Как следует из рис.7, угол падения однополярного импульса равен углу его отражения. На рис.8 показана временная зависимость компоненты H_z в точке наблюдения 5 на рис.7, удаленной от отражающей поверхности на расстояние $\sim 7ct$. В соответствии с рис.8 при отражении от идеально проводящей плоскости однополярный импульс сохраняет свою временную форму, т.е. отраженный импульс также является однополярным. Уменьшение амплитуды отраженного импульса 2 по сравнению с импульсом 1 на рис.8 связано с выбором точки наблюдения 5.

Таким образом, в рассмотренном случае пространственно-временная конфигурация отраженного поля подобна конфигурации поля падающего импульса. При использовании фокусирующей поверхности (параболические и сферические проводящие зеркала и т.п.) отраженный импульс будет также фокусироваться, что позволит концентрировать терагерцевое излучение в большом угле. Отметим, что применение традиционных оптических элементов (линзы, призмы и др.) в случае однополярных импульсов невозможно, т.к. распространение таких импульсов в среде с частотной дисперсией диэлектрической проницаемости разрушает их однополярную структуру за очень малые времена.

6. Обсуждение результатов и выводы

Экспериментальная реализация предложенной схемы генерации однополярных импульсов терагерцевого и ИК диапазонов при падении мощного лазерного импульса на наноразмерную мишень требует выполнения нескольких условий. Во-первых, сама мишень должна быть расположена и закреплена соответствующим образом, чтобы взаимодействие лазерного импульса с ней было наиболее эффективным. Эта задача уже решена для нанопленок и наностержней (нанотрубок), для одиночных (а не системы

хаотически расположенных) кластеров решение еще должно быть найдено. Во-вторых, лазерный импульс должен иметь достаточно высокий контраст, чтобы наноразмерная мишень находилась в неионизованном состоянии до прихода полуволны лазерного излучения с максимальной интенсивностью. Такая задача тоже решена экспериментально с помощью использования плазменных зеркал, позволяющих увеличить контраст исходного лазерного импульса на несколько порядков. Плазменные зеркала применяются сейчас во многих лазерных установках мультитераваттной мощности. Наконец, лазерный импульс должен быть релятивистским и иметь достаточно крутой фронт. Уже предложены и экспериментально опробованы схемы генерации коротких релятивистских лазерных импульсов (длительностью около двух периодов поля и менее), но их амплитуды пока относительно небольшие ($a_0 \lesssim 10$). Альтернативным подходом является использование методов обострения фронта лазерного импульса с большой амплитудой, основанных, например, на нелинейном просветлении мишени. Однако в этом направлении пока представлены результаты только аналитических расчетов и численного моделирования, а сам подход еще должен быть подтвержден экспериментально.

Таким образом, в работе предложена и проанализирована схема генерации однополярных импульсов ИК и терагерцевого диапазонов, основанная на взаимодействии мощного неадиабатического лазерного импульса с наноразмерной мишенью (полоской нанопленки шириной от долей λ до нескольких λ). Рассмотрен и численно исследован физический механизм, в результате которого могут формироваться однополярные импульсы электромагнитного излучения. С помощью численного моделирования найдены характеристики таких импульсов для разных ширин мишени, в частности зависимости их амплитуды и длительности от угла между направлением излучения и осью лазерного пучка. Показано, что длительностью импульса можно управлять, изменяя ширину мишени, а для современных лазерных установок амплитуды однополярных импульсов могут достигать релятивистских значений (напряженность поля составляет примерно несколько теравольт на метр). Также численно проанализирован процесс отражения однополярного импульса от идеальной отражающей плоскости и показано, что импульс при этом сохраняет однополярную форму. Квазиднополярные терагерцевые импульсы с большой амплитудой могут эффективно использоваться для ускорения электронов и ио-

нов, в том числе для формирования композитного ускоряющего поля совместно с лазерным импульсом.

Х.Сак благодарит за поддержку Национальный исследовательский фонд Кореи (проект NRF-2017R1A2B3010765).

Исследование выполнено при финансовой поддержке Программы Президиума РАН №9, научное направление 9.1. Терагерцевая оптоэлектроника (проект «Исследование новых принципов генерации и приема терагерцевого излучения для радиоастрономических, биологических, медицинских и других приложений»).

1. Ferguson B., Zhang X.C. *Nat. Mater.*, **1**, 26 (2002).
2. Williams G.P. *Rep. Prog. Phys.*, **69**, 301 (2006).
3. Reimann K. *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 1597 (2007).
4. Урюпин С.А., Фролов А.А. *Квантовая электроника*, **43** (12), 1132 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (12), 1132 (2013)].
5. Миронов В.А., Оладышкин И.В., Фадеев Д.А. *Квантовая электроника*, **46** (8), 753 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (8), 753 (2016)].
6. Hamster H., Sullivan A., Gordon S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2725 (1993).
7. Carr G.L., Martin M.C., McKinney W.R., et al. *Nature*, **420**, 153 (2002).
8. Sheng Z.M., Mima K., Zhang J., Sanuki H. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 095003 (2005).
9. Wu H.-C., Sheng Z.-M., Zhang J. *Phys. Rev. E*, **77**, 046405 (2008).
10. Jahangiri F., Hashida M., Nagashima T., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 261503 (2011).
11. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J., Ruhl H., Sheng Z.-M. *Phys. Rev. E*, **83**, 036407 (2011).
12. Li Y.T., Li C., Zhou M.L., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 254101 (2012).
13. Gopal A., Herzer S., Schmidt A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 074802 (2013).
14. Куратов А.С., Брантов А.В., Алиев Ю.М., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **46** (11), 1023 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (11), 1023 (2016)].
15. Gupta D.N., Kulagin V.V., Suk H. *Opt. Commun.*, **401**, 71 (2017).
16. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А. *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та*, №4, 144337 (2014).
17. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А., Гупта Д.Н. *Журн. радиоэлектроники (электронный журнал)*, №1 (2017); <http://jre.cplire.ru/jre/jan17/15/text.pdf>.
18. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Hur M.S., Suk H. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 124801 (2007).
19. Kulagin V.V., Cherepenin V.A., Gulyaev Y.V., et al. *Phys. Rev. E*, **80**, 016404 (2009).
20. Kiefer D., Henig A., Jung D., et al. *Eur. Phys. J. D*, **55**, 427 (2009).
21. Paz A., Kuschel S., Rodel C., et al. *New J. Phys.*, **14**, 093018 (2012).
22. Kiefer D., Yeung M., Dzelzainis T., et al. *Nat. Commun.*, **4**, 1763 (2013).
23. Verboncoeur J.P., Langdon A.B., Gladd N.T. *Comput. Phys. Commun.*, **87**, 199 (1995).