

ПРИГЛАШЕННАЯ СТАТЬЯ

Униполярный свет: существование, получение, распространение, воздействие на микрообъекты

Р.М.Архипов, М.В.Архипов, Н.Н.Розанов

Представлен обзор недавних работ, посвященных униполярным импульсам в оптике, электрическая площадь которых (интеграл от напряженности электрического поля по времени) отлична от нуля, что обуславливает преимущественное направление напряженности электрического поля. Показано, что существование униполярных импульсов не противоречит уравнениям Максвелла, и униполярные импульсы могут распространяться в волноводах. Подчеркнуто, что, наряду со спектральными, энергетическими и поляризационными параметрами, электрическая площадь коротких световых импульсов также является их важной характеристикой. Однонаправленный характер воздействия этих импульсов на микрообъекты свидетельствует о перспективности разработки методов получения излучения с такими свойствами. Обсуждаются методы генерации, распространения и взаимодействия униполярного света с классическими и квантовыми системами, а также способы регистрации электрической площади световых импульсов.

Ключевые слова: униполярный свет, предельно короткие импульсы, униполярные импульсы, электрическая площадь импульса.

Содержание

1. Введение	801
2. Электрическая площадь светового импульса и степень униполярности	802
3. Аргументы за и против существования униполярного света	802
4. Качественная картина возникновения униполярного светового импульса	803
5. Возможность получения униполярного света в одномерной геометрии эксперимента	805
6. Основные свойства униполярных световых импульсов и правило сохранения электрической площади импульса	806
7. Распространение униполярного света, влияние дифракции, оптические волноводы для передачи униполярного света	807
8. Дифракционное излучение как источник униполярного света.	808
9. Формирование униполярных солитонов в нелинейных средах	809
10. Получение аттосекундных и терагерцевых униполярных импульсов	810
11. Воздействие квазиуниполярных импульсов на классическую заряженную частицу	811
12. Воздействие униполярного света на простейшие квантовые системы.	812
13. О регистрации униполярного характера излучения и электрической площади импульса	813
14. Выводы	813
15. Литература.	814

1. Введение

Сразу же после появления лазеров развернулись активные исследования путей сокращения длительности лазерных импульсов [1]. О крайней важности этого направления свидетельствует, в частности, Нобелевская премия

Р.М.Архипов. Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 199034 С.-Петербург, Университетская наб., 7–9; Университет ИТМО, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49; Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com

М.В.Архипов. Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 199034 С.-Петербург, Университетская наб., 7–9; Университет ИТМО, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49; e-mail: m.arkhipov@spbu.ru

Н.Н.Розанов. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; Университет ИТМО, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49; e-mail: nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 10 апреля 2020 г., после доработки – 17 мая 2020 г.

по физике 2018 г. [2]. На сегодняшний день удалось получить импульсы с длительностью порядка одного периода колебаний световой волны в фемто- и аттосекундном диапазоне [3–7]. Предельно короткие импульсы (ПКИ), содержащие несколько циклов колебаний поля, вплоть до одного цикла, играют чрезвычайно важную роль в современной физике и других областях, использующих ее достижения. Так, длительность импульсов в аттосекундном диапазоне сравнима с характерными периодами движения электрона в атомах и молекулах, поэтому аттосекундные импульсы являются уникальным инструментом для мониторинга и управления динамикой волновых пакетов электронов в атомах и твердых телах [8]. На пути дальнейшего сокращения длительности появляются новые и необычные для оптики проблемы. Например, возник неожиданный вопрос о том, какими могут быть особенности «структуры» электрических и магнитных полей внутри таких импульсов, которая несколько иная, чем у привычных многоцикловых импульсов, описываемых в рамках стандартных понятий несущей частоты, фазы и медленно меняющейся амплитуды. От этих понятий здесь приходится отказываться, и при теоретическом описании необходимо обратить-

ся непосредственно к исходным уравнениям Максвелла. Предельной возможностью с точки зрения сокращения длительности импульсов является генерация уже субцикловых униполярных импульсов излучения, имеющих значительный одиночный всплеск напряженности электрического поля, которая, в отличие от случая биполярных импульсов, не меняет направления в течение всего импульса (более точное определение приведено ниже). Среди потенциальных потребителей ультракоротких и предельно коротких лазерных импульсов необходимо отметить европейскую программу Extreme Light Infrastructure (ELI), целью которой является получение сверхсильных световых полей с пиковой интенсивностью, достаточной для проявления существенных квантово-электродинамических свойств электрон-позитронного вакуума [9]. Есть основания полагать, что эффективность воздействия на разнообразные объекты больше именно у квазиуниполярных импульсов излучения (см. ниже).

В настоящем обзоре приведена терминология, введено важное понятие электрической площади светового импульса, рассмотрены возражения, с которыми авторам приходилось сталкиваться при обсуждении проблемы униполярного света, даны известные качественные, полуколичественные и более строгие математические обоснования возможностей реализации схем получения униполярного света и его свойств. Приведены результаты пока немногочисленных работ, в которых непосредственно были разобраны ситуации с возникновением импульсов, обладающих свойством униполярности. Учитывая, что большинство работ в данной области имеет теоретический характер, изложение построено так, чтобы суть затрагиваемых проблем была понятна не только теоретикам, но в первую очередь физикам-экспериментаторам, которых, возможно, заинтересует проблема получения униполярного света.

2. Электрическая площадь светового импульса и степень униполярности

Световой импульс, например сгенерированный лазером, действующим в режиме синхронизации мод, является движущимся в пространстве ограниченным, или локализованным «сгустком» электромагнитного поля, содержащим от нескольких до сотен и тысяч (в зависимости от длительности) циклов изменения напряженности электрического (и магнитного) поля. Согласно привычным представлениям, в случае линейно поляризованного излучения вектор напряженности электрического (и магнитного) поля меняет знак на расстоянии половины длины волны. Такой импульс, проходя точку пространства $\mathbf{R} = (x, y, z)$, создает в ней в течение длительности импульса знакопеременное поле. Для каждой точки пространства \mathbf{R} можно ввести следующую величину, назвав ее электрической площадью поля:

$$S_E(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(x, y, z, t) dt \quad (1)$$

(интеграл от вектора напряженности \mathbf{E} электрического поля по времени t [10, 11], который в соответствии с данным выше определением также является векторной величиной). Обратим внимание на то, что для обычного многоциклового оптического импульса каждая компонента такого вектора и его длина должны быть равны нулю. Таким образом, «обычные» световые импульсы, согласно введенной терминологии, являются биполярными. В униполярных им-

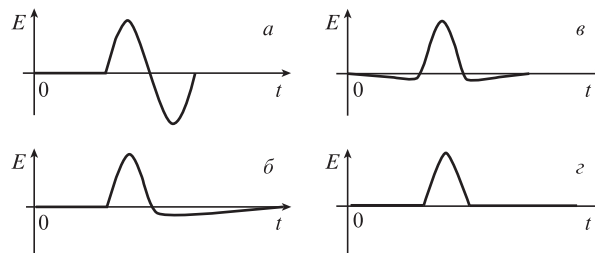


Рис.1. Биполярный одноцикловый (а), субцикловый (б, в) и униполярный (г) импульсы.

пульсах (УИ), которые являются предметом данного обзора, в результате интегрирования вектора напряженности электрического поля будут иметься отличные от нуля компоненты электрической площади. Для количественной характеристики вводится величина, которая называется степенью униполярности [12–15] и показывает, какова доля униполярного света в импульсе:

$$\xi(x, y, z) = \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(x, y, z, t) dt \right|}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}(x, y, z, t)| dt} \quad (2)$$

Полностью униполярному импульсу отвечает $\xi = 1$, а обычному биполярному $\xi = 0$. Как электрическая площадь, так и степень униполярности являются величинами, которые изменяются в пространстве. Далее будет показано, что электрическая площадь подчиняется определенному закону сохранения, а именно так называемому правилу сохранения электрической площади. Степень униполярности каким-либо общим правилам сохранения не подчиняется.

На рис.1 схематически показано временное поведение напряженности поля в некоторой точке пространства, когда через нее проходит предельно короткий световой импульс, в интересующих нас ситуациях. Случай рис.1,а соответствует биполярному одноцикловому импульсу. В нем есть только один отчетливо выраженный цикл колебаний напряженности поля. Электрическая площадь такого импульса и степень униполярности ξ равны нулю. На рис.1,б и в представлен так называемый субцикловый (subcycle), или полуцикловый (halfcycle) импульс. Его название обусловлено видом изменения поля, в котором присутствует половина цикла колебаний, или, иначе говоря, одна полуволна с большой амплитудой. Хвост импульса, или пьедестал противоположного знака, имеет меньшую амплитуду. В этом случае интеграл от напряженности поля также может быть равен нулю, а если площадь отрицательной части меньше площади положительной или наоборот, то отличен от нуля. Наконец, на рис.1,г представлен униполярный импульс. Здесь интеграл не равен нулю и степень униполярности $\xi = 1$. Иногда в литературе униполярный импульс называют видеоимпульсом. Это название заимствовано из радиотехники и кажется нам не совсем удачным для использования в оптике, т. к. не имеет соответствующего физического смысла.

3. Аргументы за и против существования униполярного света

Именно возможность существования импульсов с отличной от нуля электрической площадью в оптическом

диапазоне часто подвергается сомнению. При этом приводится ряд аргументов. Один из них сводится к утверждению, что существование в фурье-разложении импульса составляющей на нулевой частоте свидетельствует о наличии электростатического поля, которого не может быть у движущейся волны. Аргумент странный, поскольку этого поля в движущейся, ограниченной в пространстве волне вне импульса нет. Величина поля измеряется по силе его воздействия на пробные заряды. И здесь напрашивается пример из механики. Если на тело действует кратковременная сила, не меняющая направления в течение времени воздействия, то в фурье-разложении такой силы также будет присутствовать составляющая на нулевой частоте. Однако этот факт не дает повода для вывода о существовании постоянной силы, которая бы действовала на тело. Нельзя согласиться и с тем возражением, что наличие составляющей поля на нулевой частоте противоречит волновым свойствам света. Уравнения Максвелла отнюдь не запрещают существование таких импульсов. Это обстоятельство следует уже из того факта, что вытекающее непосредственно из уравнений Максвелла трехмерное волновое уравнение в вакууме допускает, согласно Даламберу, существование плосковолнового решения в виде импульсов произвольной формы $\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}(z - ct)$, которые движутся в вакууме со скоростью света c вдоль оси z . Поскольку $\mathbf{E}(z, t)$ – произвольная функция, ей соответствуют униполярные импульсы, у которых знак амплитуды электрического поля при распространении не меняется.

Довод о том, что ненулевая площадь импульса отвечает ненулевой амплитуде поля с нулевой частотой, которая, соответственно, «не может распространяться», также неприемлем. Об этом говорит только что упомянутое решение Даламбера в виде бегущего импульса, в котором вполне может присутствовать и нуль-частотная составляющая. Дело в том, что (фазовая) скорость определяется не просто частотой излучения, а ее отношением к волновому числу. Последнее в вакууме просто пропорционально частоте, что и приводит к конечной скорости распространения. Таким образом, униполярные импульсы могут распространяться в вакууме и даже в волноводе, что будет продемонстрировано далее. Следующий вопрос: существуют ли источники таких волн?

4. Качественная картина возникновения униполярного светового импульса

Сталкиваясь с возражениями против возможности получения импульсов униполярного света, авторы могут привести элементарный пример из курса общей физики, поясняющий возникновение излучения при движении заряда. Действительно, свободные движущиеся заряды, приобретающие кратковременное ускорение, начинают излучать. В учебных пособиях [16] это обычно иллюстрируют так, как это показано на рис.2.

Заряд q находится в начале координат 0 до момента времени $t = 0$. Затем на него в течение времени τ действует внешняя сила; по окончании времени воздействия заряд продолжает двигаться равномерно и прямолинейно со скоростью v . Мы рассматриваем нерелятивистский случай $v \ll c$. Представим себе картину силовых линий в пространстве спустя некоторое время T после прекращения действия силы. Тогда в пространстве вдали от заряда можно выделить три области. Вне сферы большего радиуса

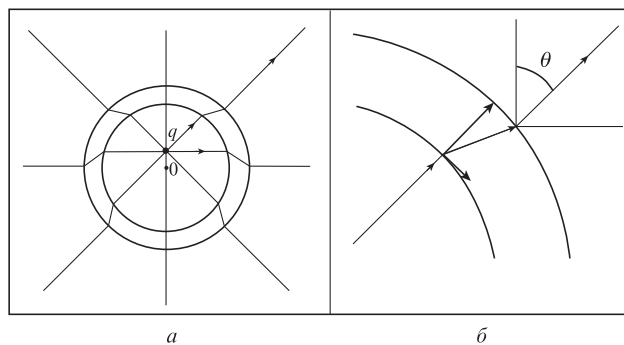


Рис.2. Иллюстрирующая возникновение униполярного импульса картина излома силовых линий электрического поля у положительного точечного заряда, возникающего при его ускорении (а), и разложение вектора электрической напряженности в зоне излома силовых линий, свидетельствующее о возникновении импульса униполярного излучения (б); θ – угол между направлениями движения и распространения излучения.

(порядка cT) картина напряженности поля будет такой же, как до начала движения заряда. Внутри сферы меньшего радиуса формируется поле движущегося заряда. В нашем случае ($v \ll c$) заряд не успевает уйти далеко от точки начала движения, поэтому картина силовых линий будет совпадать с картиной силовых линий покоящегося заряда. Все изменения в направлении силовых линий будут происходить между этими двумя движущимися со скоростью света сферами. При таком изломе силовых линий внутри сферы можно выделить компоненту, ортогональную направлению силовых линий покоящегося и движущегося зарядов. Эта компонента и ответственна за создание униполярной волны, испускаемой зарядом во время его ускорения. Схематически это показано на рис.2,а. Подробности вывода даны в [16]. Для напряженности поля \mathbf{E} в униполярной волне на расстоянии R от центра координат в случае «импульсного» ускорения $a = v/\tau$ в течение времени τ получается следующее выражение:

$$E(R, t) = \frac{qa}{c^2 R} \sin \theta. \quad (3)$$

Отметим, что длительность такого импульса равна τ , и она определяет спектральный диапазон и ширину спектра излучения. Зависимость от угла θ между направлением движения и направлением распространения излучения учитывается множителем $\sin \theta$. Таким образом, заряд стал источником униполярной сферической волны с амплитудой, зависящей от угла наблюдения по отношению к направлению движения заряда. Строго говоря, чтобы заряд создал только одну униполярную волну и электрическая площадь была бы отлична от нуля, заряд должен продолжать движение. Если же заряд не может покинуть ограниченную область, то он должен будет остановиться, а значит, вновь появится излом силовых линий, но уже в другом направлении; заряд снова создаст униполярную волну, в которой вектор напряженности электрического поля будет направлен в другую сторону. В результате ускорения, равномерного движения и торможения заряда возникнет излучение двух униполярных импульсов с противоположными знаками. Причем легко убедиться, что электрическая площадь такого излучения на значительном расстоянии от области движения заряда равна нулю, даже если ускорение и торможение происходят за разное время.

Вывод о существовании излучения у ускоренного движущегося заряда подтверждается известным строгим решением задачи, опирающимся на уравнения Максвелла [17]. Оказывается, что низкочастотная часть спектра векторного потенциала обратно пропорциональна частоте, а это свидетельствует о наличии постоянной составляющей в импульсе излучения, сопровождающего ускоренное движение заряда. Соответствующие вычисления приведены в [18].

Говоря о первых значимых работах в области униполярных импульсов, следует упомянуть работу Бессонова [19]. В ней обращено внимание на тот известный факт, что движущийся ускоренно заряд излучает униполярный импульс. В работе [19], по нашим сведениям, впервые рассматривается выражение вида (1). Однако автор не вводит понятие электрической площади, а для униполярных импульсов вводится термин «странная волна» (strange electromagnetic waves). Перечисляются основные процессы, в которых имеет место ускорение свободных зарядов и возникают такие волны: тормозное излучение, излучение, сопровождающее бета-распад ядер, излучение электронов, сопровождающее комптоновское рассеяние гамма-квантов, излучение заряженных частиц в магнитных полях, излучение космических лучей в магнитном поле Земли, излучение позитронов, отражающихся от поверхностей кристаллов.

В следующих работах Бессонова [20, 21] автор отмечает, что, строго говоря, униполярные импульсы могут возникать только при инфинитном движении частиц. В остальных случаях могут возникать условно-странные волны, когда импульсы с разной полярностью разделены во времени. И затем он схематически разбирает примеры получения таких условно-странных волн и применения интерференционных схем для манипулирования такими импульсами.

По нашему мнению, термин «странная волна», используемый в противопоставление обычным, в которых знак поля меняется, применительно к униполярным кажется не вполне удачным. Не совсем удачен и соответствующий термин параметр «странности» применительно к интегралу по времени от напряженности электрического поля. Он не раскрывает физического смысла величины. Термины «униполярный», «биполярный», «электрическая площадь», «нулевая электрическая площадь» в сочетании со словом «импульс» более приемлемы для оптиков и специалистов по физике лазеров, которые начинают заниматься данным вопросом. Также уместен и имеет ясный физический смысл термин «степень униполярности», определяемой выражением (2).

В препринте [22] «Ограниченный источник не может излучать униполярную электромагнитную волну» отмечено, что проблема была обозначена полтора года назад Стоксом и им же было показано, что ограниченный звуковой источник в трехмерном случае не может быть униполярным. При этом плоская акустическая волна может иметь любую форму и быть униполярной. Название работы уже содержит утверждение, однако один из аргументов сформулирован в ней не совсем точно. Наличие постоянной составляющей в спектре униполярного импульса трактуется как существование электростатической компоненты. То, что для униполярной волны это не так, мы уже отмечали в начале обзора.

Утверждение, содержащееся в названии работы [22], не совсем удачно: отрицается возможность получения вол-

ны, которая содержит, например, два униполярных импульса, разнесенных во времени, и возможность получения ненулевой электрической площади. Покажем, что это не так, на следующем примере. Пусть отрицательный заряд сначала покоится в точке 1, затем ускоряется на участке до точки 2, а от 2 до точки 3 движется равномерно; в точке 3 он приобретает отрицательное ускорение, тормозится и останавливается в точке 4. Расстояние между точками 2 и 3 может достигать нескольких метров (порядка размеров комнаты в лаборатории), а участки, на которых происходят разгон и торможение, могут быть крайне малы. В этом случае источник ограничен в пространстве. Ситуацию поясняет рис.3.

Если ускорения на участках 1–2 и 3–4 одинаковы и отличаются только знаком, то в точку А с некоторой задержкой во времени придут два одинаковых по форме униполярных импульса. Их составляющие вдоль оси z имеют одинаковый знак, а по оси y – разный. Если вычислять электрическую площадь импульса согласно формуле (1), ее z -составляющая не будет равна нулю, а y -составляющая – равна. В точке В электрическая площадь также отлична от нуля, поскольку импульсы имеют разные амплитуды из-за разных расстояний от источника и направлений наблюдения. На значительном удалении, в точке С, когда можно считать, что импульсы распространяются уже в одном направлении, они имеют одинаковую форму, но противоположные ориентации вектора напряженности электрического поля, а их площадь равна нулю. То есть в лабораторных масштабах кажется вполне реальным создание ограниченного источника и получение импульсов с ненулевой площадью.

Забегая вперед, следует отметить (этим вопросам в обзоре посвящен разд.12), что во многих задачах взаимодействия излучения с веществом важен не сам факт существования отличной от нуля электрической площади, измеряемой на бесконечном промежутке времени, а наличие в излучении одиночных униполярных всплесков малой длительности и большой амплитуды. На возможность получения таких импульсов условие финитного движения ограничений не накладывает. Воздействие униполярных импульсов на заряженные частицы, как свободные, так и связанные, дает иной результат, чем воздействие биполярного импульса, содержащего несколько циклов коле-

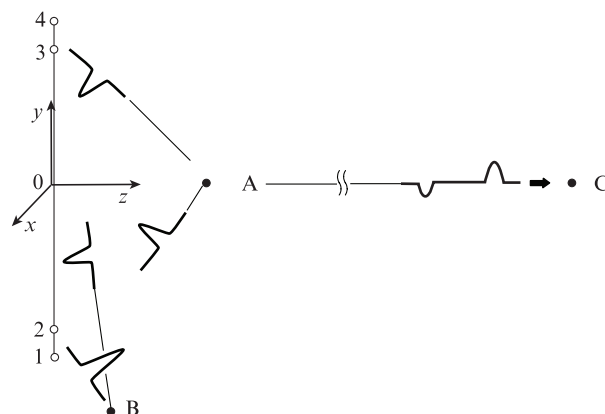


Рис.3. Схематическое изображение финитного движения заряда. Начало координат расположено в середине отрезка 1–4 в точке 0. Точки А и С находятся на оси z : А – вблизи отрезка, С – на значительном удалении от него. Точка В расположена вблизи отрезка в области отрицательных значений координаты y .

баний. Воздействие многоциклового импульса эффективно только тогда, когда несущая частота находится в резонансе с переходом в квантовой системе. Одиночный униполярный импульс способен оказывать неселективное воздействие. Последовательности из двух и более униполярных импульсов могут действовать подобно резонансному излучению.

5. Возможность получения униполярного света в одномерной геометрии эксперимента

Принципиальная возможность существования униполярных импульсов в указанном выше понимании (как в строгом, так и в расширенном физическом смысле) не вызывает сомнений. Однако имеет место проблема их практической реализации в оптическом и примыкающим к нему диапазонам, где привычные источники излучения – это осциллирующие диполи и меняющиеся переменные токи. Волновое уравнение в одномерном случае имеет следующий вид [23–25]:

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \left[\frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial t^2} + \frac{\partial j(z,t)}{\partial t} \right]. \quad (4)$$

Мы сразу записали волновое уравнение (4) в скалярной форме, поскольку дальше будем рассматривать линейно поляризованное излучение. Источниками поля в (4) являются вторая производная от поляризации среды P и первая производная плотности тока j .

Отличия одномерной задачи от трехмерной были рассмотрены в работах [26,27]. Рассмотрим вначале одномерный случай. Отметим, что нас интересуют крайне короткие импульсы, соответственно и движение зарядов, вызывающих изменение поля, будет кратковременным; также в силу одномерности мы считаем, что излучение будет иметь линейную поляризацию, т.е. все заряды будут двигаться вдоль одного направления. На рис.4 иллюстрируется рассматриваемая ситуация, когда заряды двигаются в тонком плоском слое среды M , расположенном в плоскости xu , а излучение происходит преимущественно вдоль оси z .

В таком случае в точке z_0 вблизи слоя M можно применить одномерное волновое уравнение (4), чего нельзя сделать в точке z_{00} , которая находится на значительном удалении от среды. Выражение для поля, создаваемого диполями и токами, таково [26, 27]:

$$E(z,t) = -\frac{2\pi}{c} \int_{z_1}^{z_2} dz' \left[\frac{\partial}{\partial t} P\left(z',t - \frac{|z-z'|}{c}\right) + \right.$$

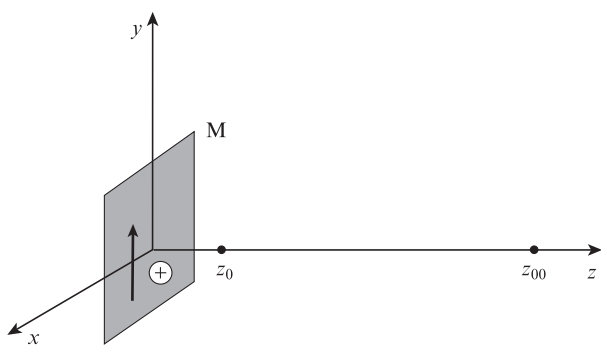


Рис.4. Пояснение к применимости одномерного и трехмерного приближений. В плоскости xu расположен слой среды M , движение зарядов в котором происходит параллельно оси y .

$$+ j\left(z',t - \frac{|z-z'|}{c}\right)]. \quad (5)$$

Здесь интегрирование ведется по слою, заключенному между точками с координатами z_1 и z_2 . Обратим внимание на то, что поле оказывается пропорциональным первой производной от поляризации и пропорционально плотности тока.

Чтобы наглядно проиллюстрировать отличие одномерной ситуации от трехмерной, позволяющей в принципе получить униполярный импульс, рассмотрим зависимость смещения заряда и его производных от времени в интересном для последующего анализа случая. На рис.5 представлена ситуация, когда в начальный момент времени заряд покоится. Тогда, если этот заряд входит в состав диполя, дипольный момент равен нулю, а если заряд является свободным носителем в проводнике, ток равен нулю.

Затем под действием внешнего поля, происходящим на интервале от 0 до t_0 , заряд начинает двигаться, ускоряется, замедляется и останавливается. Величина скорости $V(t)$ в случае диполя будет пропорциональна первой производной от дипольного момента, а в случае интерпретации этого движения как тока в проводнике – величине тока j ; ускорение $a(t)$ пропорционально второй производной от дипольного момента и первой производной от тока соответственно. Если заряды диполей останутся в смещенном положении, то вещество поляризуется. Остановка зарядов в проводнике означает прекращение тока. Очевидно, что в трехмерной задаче, когда мы вычисляем поля вдали от источника, такое движение зарядов создаст одноциклового биполярный импульс с нулевой электрической площадью, если зависимость ускорения от времени будет биполярной. В одномерной задаче формально, согласно выражению (5), мы можем получить строго униполярный импульс, поскольку первая производная поляризации и ток пропорциональны скорости движения заряда. Эти рассуждения следует сопроводить следующим комментарием. В одномерной задаче мы пренебрегаем теми полями, которые возникают, например, в том случае, когда источником поля является импульс

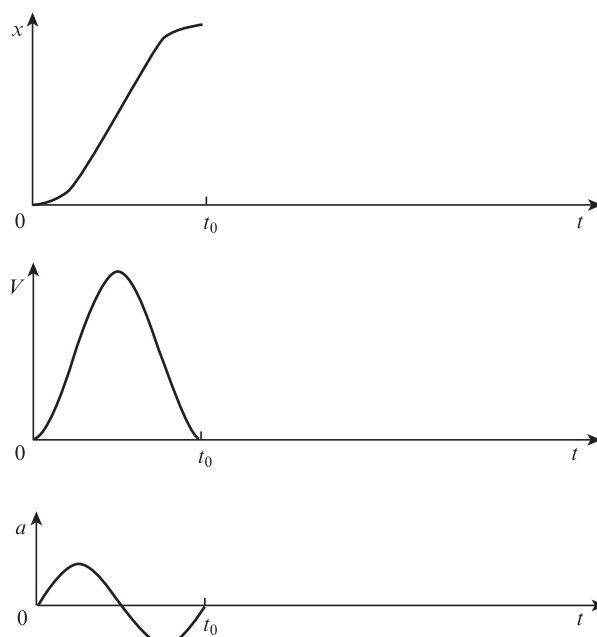


Рис.5. Зависимости смещения x , скорости V и ускорения a заряда от времени t .

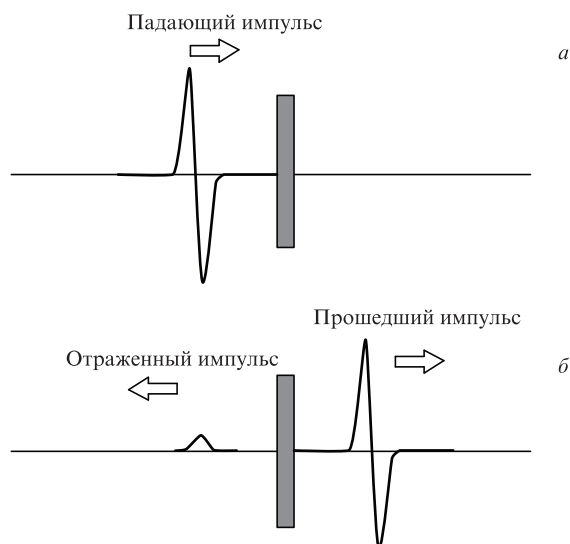


Рис.6. Отражение одноциклового импульса от тонкого слоя металла согласно [26]: *a* – падающий на слой одноциклового импульс, *b* – прошедший и отраженный субциклового импульсы.

тока в реальной системе. Из-за требования существования замкнутости цепи, т.е. наличия пусть и вдали от проводящего плоского слоя больших размеров участка цепи, где ток должен течь в противоположном направлении, существует источник поля излучения с другим знаком.

Понятно, что одномерная задача является математической идеализацией, применимой для расчетов тогда, когда, например, волны можно считать плоскими и дифракцией излучения можно пренебречь. Такие ситуации встречаются на практике, и одномерные задачи являются хорошим приближением для многих задач в нелинейной оптике и лазерной физике. Пример получения униполярного импульса в линейной среде при одномерной геометрии эксперимента дан в работе [26]. В ней рассматривается тонкий плоский слой вещества, который возбуждается одноциклового импульсом с плоским волновым фронтом, распространяющимся вдоль оси z . В работе среда возбуждается одноциклового импульсом рис.6,*a*, состоящим из двух полуволн противоположной полярности. Первая полуволна ускорит заряды среды, а вторая остановит их движение. Если заряды останавливаются и не возвращаются в исходное положение, как это показано на рис.5, то скорость движения заряда не меняет знак. В одномерном случае такое поведение зарядов будет являться источником униполярного импульса, т.е. отраженное поле представляет собой субциклового импульс (рис.6,*b*). В направлении прошедшего излучения этот импульс сложится с прошедшим биполярным. Численные расчеты отраженного излучения, проведенные в [26], подтверждают данный вывод.

Этот пример является наглядной иллюстрацией возможности получения униполярного и субциклового импульсов в достаточно простой и практически реализуемой ситуации. Отметим, что одномерная геометрия, рассмотренная в данном разделе, справедлива вблизи слоя, который обладает конечными размерами. На расстоянии, большем размеров слоя, одномерное приближение несправедливо, и при расчете поля необходим учет трехмерной геометрии. Это приведет к исчезновению униполярности, т.к. поле будет пропорционально ускорению зарядов, а не их скорости (см. рис.5).

6. Основные свойства униполярных световых импульсов и правило сохранения электрической площади импульса

Для вывода свойств униполярных световых импульсов привлечем уравнение Максвелла для электродинамики сплошных сред, связывающее завихренность электрической напряженности поля \mathbf{E} с изменением магнитной индукции \mathbf{B} [28]. Уравнения Максвелла связывают напряженности электрических и магнитных полей с движением зарядов. Обратим внимание на уравнение, связывающее напряженность электрического поля \mathbf{E} с магнитной индукцией \mathbf{B} :

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (6)$$

Представим себе локализованную в пространстве систему зарядов, на которую падает достаточно короткий импульс излучения. Если система диссипативна, т.е. движение зарядов сопровождается потерями энергии, ведущими к остановке и прекращению их движения, считаем, что импульс воздействует на установившуюся систему, которая не создает изменяющихся полей. Поскольку длительность и энергия импульса конечны, то после его взаимодействия с зарядами, которое должно сопровождаться переизлучением и диссипацией энергии импульса по нерадиационным каналам, электрические и магнитные поля в системе станут равны нулю, а в случае существования статических полей они прекратят изменяться во времени. Это значит, что до воздействия импульса и после прекращения его последствий производные от индукции магнитного поля будут равны. Если мы проинтегрируем обе части уравнения (6) по указанному промежутку времени, то в левой части уравнения получим электрическую площадь импульса, от которой берутся производные по пространственным координатам по правилам операции rot . Правая часть, поскольку мы интегрируем производную по времени от магнитной индукции, будет равна нулю. Таким образом, для каждой точки пространства в выделенной нами области

$$\operatorname{rot} S_E = 0, \quad (7)$$

где S_E – электрическая площадь импульса (1). Обратим внимание на то, что мы говорим о диссипативных средах и о том, что излучение начало действовать на изолированную систему, в которой до того закончились все процессы диссипации энергии. При этом интервал интегрирования заканчивается после окончания всех процессов, возникших в системе под действием импульса излучения. Это означает, что статические поля в правой части уравнения, если они и существуют, должны быть равны в моменты времени минус/плюс бесконечность (если это не так, то в системе не произошла диссипация энергии), которые указаны в качестве пределов интегрирования. Подчеркнем, что уравнение (7) справедливо для любых сред, в которых распространяется излучение, – линейных и нелинейных, изотропных и анизотропных, с поглощением и с усилением.

Уравнение (7) превращается в правило сохранения электрической площади в приближении плоских волн, в котором напряженности полей зависят только от одной декартовой координаты z (продольной координаты вдоль

направления преимущественного распространения излучения). В этом случае

$$\frac{d}{dz} S_E = 0. \quad (8)$$

Одномерный вариант наиболее нагляден, и его проще проверить при моделировании. На первый взгляд, результат выглядит парадоксально. Казалось бы, усиление или поглощение излучения должно вести к изменению площади импульса. Однако, как показано в прямых численных расчетах распространения униполярных импульсов в усиливающих и поглощающих средах [11], соотношение (8) выполняется. При этом степень униполярности (2) не сохраняется. В случае прохождения униполярного импульса через поглощающую и усиливающую среды ее величина уменьшается. Как было отмечено в [11], интуитивные ожидания того или иного поведения импульсов в характерных ситуациях их поглощения или усиления, которые базируются на известных решениях для многоцикловых биполярных импульсов, в случае униполярных импульсов не работают. Например, уменьшение пиковой амплитуды импульса в поглощающей среде сопровождается пропорциональным увеличением его длительности, так что площадь импульса действительно сохраняется. Правило сохранения площадей обладает предсказательной силой. Так, необходимым условием для возникновения униполярных импульсов из импульсов с нулевой площадью в одномерной геометрии является возникновение встречной волны, например при отражении импульса от среды. Это иллюстрирует рассмотренный выше пример отражения одноциклового импульса от тонкого слоя (см. рис.6). В процессе распространения света в среде в направлении исходного биполярного импульса его трансформация в униполярный импульс невозможна. Если же такой результат возникает в процессе расчетов, то в теоретической модели или вычислениях присутствует неточность. Отметим также, что постоянство электрической площади нарушалось в упрощенных одномерных моделях, когда их авторы полагали импульс достаточно коротким и пренебрегали релаксацией. Подобные допущения приводили их к выводу об изменении электрической площади импульса в процессе одномерного распространения света в среде (см., напр., [29–31]), что противоречит правилу сохранения.

Фактически, говоря о выполнении соотношений (7) и (8), мы говорим о новом законе сохранения, впервые сформулированном в [10]. Без сомнения, этот закон, который мы называем правилом, будет играть важную роль в физике униполярного света, являясь критерием для проверки правильности результатов расчетов и экспериментальных результатов.

Естественно, эти соотношения, как и соотношения любого закона сохранения, недостаточны для определения самой электрической площади в условиях конкретного эксперимента. Для этого необходимо конкретизировать вид материальных соотношений, связывающих электрическую (D) и магнитную (B) индукции среды с напряженностями поля E и H . Так, важным механизмом генерации электромагнитного излучения является ускоренное движение электрических зарядов. В вакууме индукции совпадают с напряженностями поля, и нужное нам уравнение Максвелла имеет вид

$$\operatorname{div} E = 4\pi\rho, \quad (9)$$

где ρ – плотность электрических зарядов, которую мы будем считать заданной, пренебрегая эффектами воздействия возникающего излучения на распределение плотности зарядов.

Следуя [32], проинтегрируем (14) по времени также в бесконечных пределах:

$$\operatorname{div} S_E = 4\pi Q, \quad (10)$$

где $Q(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(r, t) dt$ – плотность заряда, протекшего через окрестность точки $r = (x, y, z)$ за весь бесконечный промежуток времени. Мы предполагаем конечность этой величины, что исключает, например, наличие неподвижных электрических зарядов.

Уравнения (7) и (10) позволяют определить площадь электрического поля S_E по заданному распределению плотности заряда Q . Формально они совпадают с основными уравнениями электростатики [17, 28] при замене $E \rightarrow S_E$ и $\rho \rightarrow Q$.

7. Распространение униполярного света, влияние дифракции, оптические волноводы для передачи униполярного света

Рассмотрим процесс распространения униполярного импульса в свободном от вещества пространстве. Часто можно услышать, что при распространении униполярный импульс должен превратиться в биполярный. Утверждение, что распространение униполярной волны всегда приводит к потере униполярности и ее превращению в биполярную, не совсем верно и требует уточнения. Поэтому вопрос об изменениях степени униполярности и их причинах следует рассмотреть отдельно.

Пусть, например, у нас есть некий источник, который создал сферическую униполярную волну (подобно ускорившемуся заряду в примере, упоминаемом выше, см.рис.2). Такая волна не будет терять униполярность. Действительно, в свободном пространстве она бежит со скоростью света, и нет никаких причин для появления каких-либо изменений.

Ситуация изменится, если подобная волна встретит на своем пути препятствие. Тогда следует говорить о явлении дифракции и изменении униполярности, связанном с тем, что взаимодействие волны с материальной средой вызвало движение зарядов в веществе. Здесь следует подчеркнуть, что реакция зарядов вещества и будет причиной, ведущей к изменению униполярности. В оптике обычно имеют дело с отверстиями различной формы в экранах. Пространственно-временное преобразование Фурье позволяет рассматривать всякую ограниченную в пространстве волну после прохождения отверстия в экране, независимо от того, является она биполярной или униполярной, как суперпозицию монохроматических волн с разными частотами и направлениями распространения. Волны, идущие под углом к основному направлению распространения, обладают задержкой относительно волн, движущихся в основном направлении. Это и приводит к появлению у исходно униполярного фрагмента волны составляющей противоположного знака. Такой подход продемонстрирован в работе [33].

Понимание именно такой физической картины, приводящей к исчезновению униполярности, важно, поскольку иногда ее заменяют формальные математические построения, за которыми теряется физика явления. В работах [34, 35] рассматривается скалярная задача дифракции применительно к крайне короткому униполярному импульсу. Авторы упомянутых работ реальный импульс, имеющий конечную длительность и зависимость поля от времени, заменяют дельта-функцией. Подход с применением дельта-функций критикуется в работе [36], поскольку у подобного импульса бесконечно широкий спектр и бесконечно большая энергия. Поэтому нельзя сказать об области применимости результатов подобного подхода. В [36] было рассчитано изменение временного и пространственного профилей волны за счет дифракции для плоской волны с униполярной зависимостью интенсивности от времени в виде гауссова профиля, которая падает на экран с «мягкими краями», формирующими также гауссов пространственный профиль. В работе показаны основные изменения, которые должны произойти с униполярными импульсами при их дифракции на отверстии в экране. Это прежде всего потеря униполярности. Зависимость напряженности поля от времени в дальней зоне становится пропорциональной временной производной от напряженности поля в ближней зоне.

К выводу о том, что в дальней зоне униполярное поле становится биполярным, можно прийти, основываясь и на качественных рассуждениях, которые приводились в начале обзора. В одномерной задаче поле пропорционально току или первой производной от поляризации среды, а в трехмерной – производной от тока и второй производной от поляризации. Следовательно, в дальней зоне поле будет пропорционально производной от временной зависимости поля в ближней зоне. Точные вычисления уточняют детали зависимости импульса от времени и координат и подтверждают принципиально важный вывод о потере униполярности. Отметим и результаты работы [37], где было рассмотрено действие фокусирующей линзы на одноцикловый импульс. Расчет показал, что в фокусе исходно униполярный импульс становится биполярным. Следует упомянуть и работу [38], где также показано, что при дифракции в дальней зоне униполярный импульс пропорционален производной по времени ближнепольного распределения. Отметим, что подходы, которые находят применение при анализе временных изменений одноцикловых терагерцевых импульсов в процессе фокусировки и дифракции [39–41], можно применить и к униполярным импульсам.

Неизбежное в вакууме и в любой однородной линейной среде расплывание пакета излучения по мере его распространения, а также наличие препятствий на пути униполярных импульсов приводят к тому, что излучение может терять униполярность. Традиционным способом подавления расплывания импульсов в пространстве служит использование волноводов (световодов). Однако обычные волноводы, как металлические, так и диэлектрические, обладают частотной дисперсией, из-за чего длительность импульса постепенно увеличивается и волновой пакет расплывается в продольном направлении. В диэлектрических световодах волноводная дисперсия дополняется материальной дисперсией материала световода.

В работе [42] указано на возможный путь решения проблемы транспортировки квазиуниполярных импульсов за счет использования полых металлических волново-

дов с неодносвязным сечением. Фактически речь идет об оптическом аналоге хорошо известного коаксиального электрического кабеля, который успешно передает импульсы любой полярности в радиодиапазоне. В таком волноводе излучение распространяется в области между двумя концентрическими поверхностями металла, в которой, в отличие от стандартного коаксиального электрического кабеля, диэлектрик отсутствует. Для идеальных металлов, обладающих бесконечно большой проводимостью, электромагнитное поле главной волны (моды) чисто поперечное и, независимо от частоты излучения, такие волны распространяются с одинаковой фазовой скоростью, равной скорости света в вакууме [17]. Тем самым в коаксиальных волноводах подавляется частотная дисперсия, а динамика поперечных составляющих поля, как и в плосковолновом приближении, описывается одномерным волновым уравнением. Соответственно, в принципе, возможно распространение импульсов произвольной формы, в том числе униполярных, на значительные расстояния.

8. Дифракционное излучение как источник униполярного света

Дифракционное излучение возникает при движении свободных зарядов вблизи краев металлических экранов. Впервые корректное теоретическое описание явления было получено в [43]. Физическая причина излучения – это токи в проводнике, которые наводит быстро движущийся заряд [18]. Отметим, что оно по своей природе близко к излучению Смита – Парселла [44], которое возникает при движении зарядов над периодической металлической структурой. Дифракционное излучение является источником информации о характеристиках пучков заряженных частиц. Имеется достаточное количество исследований, посвященных расчетам спектральных и энергетических характеристик такого излучения [45]. Они зависят от энергетических и пространственных характеристик пучка, поэтому дифракционное излучение может наблюдаться в оптическом диапазоне [46].

Дифракционное излучение интересно тем, что импульсы электромагнитного поля, возникающие в момент прохождения заряженной частицы вблизи края экрана, могут быть униполярными. Это происходит в случае так называемого дифракционного излучения «назад» (backward diffraction radiation – BDR) при определенном угле наблюдения – перпендикулярно краю экрана и направлению движения зарядов (рис. 7).

Подробности эксперимента даны в работе [47], авторы которой сообщают о наблюдении униполярных импуль-

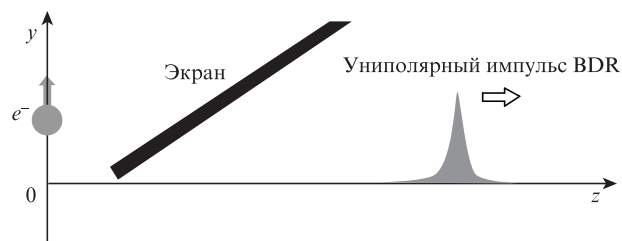


Рис. 7. Схема эксперимента по наблюдению униполярного импульса BDR. Ось y совпадает с направлением движения заряда e^- , ось z — с направлением распространения униполярного импульса при BDR, ось x перпендикулярна плоскости рисунка и, соответственно, параллельна краю металлического экрана.

сов субнаносекундных длительностей в процессе BDR. И хотя область спектра излучения в [47] была далека от оптического диапазона, эта работа, на наш взгляд, является важной попыткой экспериментально подтвердить факт существования такого излучения. Переход в область больших частот в подобном эксперименте связан только с изменением характеристик пучка электронов. Работы по генерации дифракционного излучения ставят интересные задачи, не типичные для оптического диапазона. Например, можно ли усилить униполярное излучение и создать подобие лазера, генерирующего униполярные импульсы? Если говорить о возможности реализации индуцированного излучения в случае дифракционного излучения заряженных частиц, то подобная попытка была сделана в работе [48], в которой, по мнению автора, удалось экспериментально наблюдать стимулированное когерентное дифракционное излучение. Однако автор не сообщает о попытках получения униполярного стимулированного излучения, хотя принципиальных препятствий для реализации такой возможности здесь нет. Следует напомнить, что стимулированное излучение возникает не только в обладающих выраженными дискретными уровнями энергии сугубо квантовых системах, в которых традиционно используются лазеры оптического диапазона. Стимулированное излучение может наблюдаться в классических системах и иметь классическую интерпретацию [49]. Вопрос о стимулированном униполярном излучении является крайне интересным и требует изучения.

9. Формирование униполярных солитонов в нелинейных средах

Еще одним примером, который может лежать в основе получения униполярных импульсов, являются солитонные униполярные решения уравнений нелинейной оптики в средах с различным типом нелинейности. Впервые существование униполярного солитона в резонансной двухуровневой поглощающей среде показано в теоретической работе [50]. Существование такого решения можно связать с явлением самоиндуцированной прозрачности (СИП), которое заключается в том, что короткий лазерный импульс, длительность которого меньше времен продольной (T_1) и поперечной (T_2) релаксаций среды (т. е. взаимодействие света с веществом когерентно), может распространяться в среде без потерь, как 2π -солитон [51]. Напомним, что первые теоретические и экспериментальные исследования явления СИП были выполнены для многоцикловых импульсов при использовании в теоретическом описании приближений медленно меняющихся амплитуд и вращающейся волны [51–55], что соответствовало экспериментальным возможностям тех лет, когда были доступны импульсы нано- и субнаносекундной длительности.

В работе [50] получено аналитическое решение уравнений Максвелла–Блоха без приближений медленно меняющихся амплитуд и вращающейся волны в виде униполярного импульса с формой гиперболического секанса. Был установлен сам факт существования солитонных решений уравнений нелинейной оптики в форме униполярных импульсов, но никаких схем получения данных солитонов на практике не предлагалось. Интерес к подобным задачам возродился спустя некоторое время, когда была практически реализована генерация фемтосекундных импульсов, содержащих несколько циклов колебаний, и теоретическое

описание потребовало решения точных уравнений Максвелла–Блоха без приближения медленных огибающих.

Решения в виде униполярных импульсов в одномерной геометрии распространения света были получены и в последующих работах, где решалась задача распространения короткого импульса с использованием уравнений Максвелла–Блоха. В [29, 30] было показано, что в двухуровневой среде может распространяться униполярный импульс с длительностью как большей периода резонансного перехода в двухуровневой системе, так и значительно меньшей. В случае поглощающей среды для очень короткого импульса авторы вновь приходят к униполярному 2π -импульсу самоиндуцированной прозрачности. В усиливающей среде импульс становится биполярным, и по мере его распространения спектр смещается в сторону высоких частот. В работе [56] рассмотрено распространение исходно биполярного импульса, содержащего несколько циклов колебаний в комбинационно-активной среде. Численным решением было показано, что при распространении импульс превращается в униполярный. В следующей теоретической работе [57] рассматривается распространение мощного фемтосекундного импульса в металле, где поле воздействует на электроны проводимости. Аналитически авторы показывают, что возможно существование униполярных солитонов по типу 2π -импульсов СИП.

Униполярные солитоны были обнаружены в многоуровневой квантовой системе [58]. Также униполярные солитоны были найдены в среде, состоящей из нелинейных осцилляторов с квадратичной и кубической нелинейностями [59]. Униполярные импульсы, по мнению авторов работы [60], могут формироваться при распространении очень короткого лазерного импульса в атомарном газе, когда высокоинтенсивное излучение активно ионизует атомы. В методической заметке [31] рассмотрено распространение коротких импульсов в среде, состоящей из двухуровневых поглощающих и усиливающих частиц, и также показано существование униполярных импульсов. Следует отметить, что в ряде упомянутых работ при аналитических преобразованиях исходных уравнений Максвелла–Блоха делались допущения и отбрасывались члены, учитывающие реакцию среды на воздействие электрического поля светового импульса, после чего удавалось получить уравнение типа синус-Гордона для электрической площади импульса. Затем следовал вывод об изменении электрической площади импульса при распространении в среде. Как было отмечено в [11], этот вывод противоречит правилу сохранения электрической площади импульса для одномерной ситуации.

Более корректными являются численные расчеты, исключаяющие упрощения исходных уравнений. В работе [61] был получен полужонский импульс при численном моделировании когерентного распространения многоциклового импульса в двухуровневой резонансной среде. Численно решалась система уравнений Максвелла–Блоха без приближений медленно меняющихся амплитуд и вращающейся волны. Было показано, что при распространении исходный импульс расщепляется на три импульса. Первый – биполярный, состоящий из нескольких циклов, второй – униполярный и третий – униполярный, но с другим знаком. Два последних и являются униполярными солитонами. Поскольку отраженный от среды импульс остается биполярным, то и распространяющиеся в среде им-

пульсы все вместе должны иметь нулевую электрическую площадь.

Похожие схемы получения полуциклового импульса в виде солитонов при когерентном распространении исходно многоциклового биполярного импульса в двухуровневой среде рассматривались и другими авторами. Так, в работе [62] такая возможность была изучена теоретически в случае, когда исходно биполярный импульс распространяется в асимметричной двухуровневой среде с постоянным дипольным моментом. Найденный механизм формирования субциклового солитона заключается в нелинейном самовоздействии (self-shaping) и преобразовании частоты при резонансном когерентном взаимодействии импульса со средой. Впоследствии авторы продемонстрировали возможность получения субциклового солитона в инверсионно-симметричной среде [63] с использованием аналогичного механизма. В упомянутых выше работах изучение формирования полуциклового импульса за счет явления СИП проводилось, в основном, для двухуровневой модели резонансной среды. Недавно возможность появления униполярных импульсов в виде солитонов была продемонстрирована теоретически [64] в среде четырехуровневых атомов. Хотя упомянутые схемы являются труднореализуемыми на практике, солитонные механизмы получения униполярных импульсов могут оказаться привлекательными для практического получения униполярных импульсов (см. также [65–68]).

Следующий цикл работ, который необходимо упомянуть в данном обзоре, посвящен теоретическому исследованию возможности получения диссипативных солитонов в виде униполярных импульсов. Многие лазерные системы включают в себя усилитель и поглотитель, что позволяет реализовать режимы генерации коротких импульсов излучения за счет синхронизации мод. Эта частная ситуация более общего случая, когда в систему поступает энергия для компенсации существующих в ней потерь. Например, в случае солитонов СИП в реальном эксперименте всегда будет происходить затухание, которое неизбежно приведет к их исчезновению. Если же это затухание компенсировать усилением, то такой диссипативный солитон может существовать неограниченно долго.

Возможность получения полуциклового импульса в форме диссипативного солитона СИП была продемонстрирована в работах [69–71]. В этой схеме предлагалось использовать смесь из поглощающих и усиливающих центров, внедренных в матрицу и имеющих приблизительно двукратную разницу дипольных моментов перехода поглощающих и усиливающих частиц. Динамика формирования предельно коротких солитонов самоиндуцированной прозрачности в такой системе достаточно подробно изложена в монографии [72]. При распространении фемтосекундный импульс представляет собой для усиливающих центров π -импульс, снимающий инверсию со среды и переводящий ее в невозбужденное состояние, что приводит к уменьшению длительности импульса и увеличению амплитуды. Для поглощающих же центров такой импульс превращается в 2π -солитон СИП. Ниже приведен пример численного моделирования описанной ситуации (рис.8).

В данном примере получаемые предельно короткие солитоны СИП реализуются в системе, где усиливающие и поглощающие центры перемешаны. При помещении подобной системы «усилитель + когерентный поглотитель» в резонатор и компенсации усилителем не только потерь

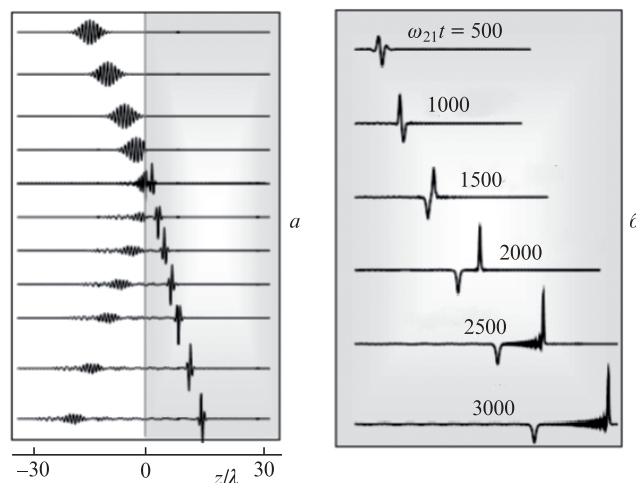


Рис.8. Формирование униполярных солитонов из многоциклового фемтосекундного импульса в среде с резонансной нелинейностью усиления и поглощения. Мгновенные профили напряженности поля вблизи границы среды при вхождении импульса в среду (а) и при его дальнейшем распространении в среде с формированием одноциклового импульса, расщепляющегося на два униполярных импульса различной полярности (б) [71].

в поглотителе, но и потерь резонатора, генерация одиночного солитона может превратиться в генерацию последовательности предельно коротких импульсов. В этом случае реализуется так называемая когерентная синхронизация мод (КСМ). Поскольку в режиме КСМ ширины полос усиления и поглощения не ограничивают длительность импульсов [73], в теоретических работах [74, 75] этот режим было предложено использовать для генерации предельно коротких импульсов в лазерах с кольцевым резонатором. Недавно в работе [76] теоретически продемонстрирован режим генерации предельно коротких импульсов за счет режима КСМ в лазере с линейным резонатором ультрамалой длины. Существующие результаты говорят о принципиальной возможности получения субцикловых импульсов в лазерах за счет режима КСМ. Отмечено, что сам режим КСМ был получен экспериментально совсем недавно, и показано, что длительность генерируемых импульсов уменьшается с ростом их интенсивности [77–79].

В этой части обзора, посвященной теоретическим работам, использующим одномерное приближение в рамках уравнений Максвелла – Блоха, мы привели, на наш взгляд, основные работы. Еще раз отметим, что результаты некоторых работ не согласуются с правилом сохранения электрической площади. Эти вопросы были затронуты также в более раннем кратком обзоре [12].

10. Получение аттосекундных и терагерцевых униполярных импульсов

Обратимся теперь к импульсам аттосекундной длительности и импульсам в терагерцевой области спектра. Хотя они различаются по длительностям на четыре-шесть порядков, их связывает применение фемтосекундных лазеров ИК диапазона, которые используются для инициирования процессов, ведущих к появлению излучения в данных диапазонах при различной физике этих процессов.

Длительность аттосекундных импульсов ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ с}$) сравнима с характерными периодами движения электронов в электронных оболочках атомов и молекул, поэтому

их успешно применяют для изучения и управления движением электронов на атомных масштабах времен [8, 80, 81]. На сегодняшний день экспериментально продемонстрированы импульсы аттосекундной длительности в экстремально ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах частот [6, 7]. Аттосекундные импульсы получают при генерации оптических гармоник высокого порядка при воздействии на атомы интенсивного ИК импульса фемтосекундного лазера. Согласно трехступенчатой модели формирования высоких гармоник, за время действия фемтосекундного импульса происходит ионизация атома, затем ускорение свободного электрона лазерным полем и, при изменении знака напряженности поля в течение цикла колебаний, рекомбинация с родительским ионом [5]. В таком процессе движение электрона ограничено в пространстве, поэтому импульсы излучения содержат несколько циклов колебаний и являются биполярными.

Аттосекундные импульсы можно также получить из излучения со сверхшироким (от ИК до УФ) спектром (когерентный суперконтинуум) в результате разделения излучения на участки и последующего сложения разных участков спектра [82]. Здесь также суммирование биполярных полей не приведет к униполярности, хотя позволит получить импульсы субциклового формы. Это относится к любому линейному методу волнового синтеза.

Получить полуциклового импульсы с длительностью ~ 380 ас и амплитудой $\sim 10^7$ В/см в оптическом диапазоне удалось в [83]. В этой работе авторы успешно применили данные импульсы для изучения динамики связанных электронов в атоме криптона, показав инерционность связанных электронов. Удалось также показать увеличение эффективности воздействия полуциклового квазиуниполярного импульса на атомы по сравнению с одноциклового биполярным импульсом. В работе [84] был предложен способ получения квазиуниполярного полуциклового аттосекундного импульса в видимой и ультрафиолетовой областях спектра (длительность ~ 100 ас) с высокой пиковой амплитудой (более 10^{12} В/м) в газе, где мощные фемтосекундные лазерные импульсы формируют тонкий слой релятивистских электронов, которые затем проходят через наклонно расположенную мишень. Аналогичный способ формирования высокоинтенсивного одиночного полуциклового аттосекундного импульса при облучении тонкой фольги мощным фемтосекундным импульсом описан в [85]. В этой работе получены одиночные полуциклового импульсы с длительностью 10 ас и амплитудой вплоть до 10^{13} В/м.

В терагерцевой области, где период электромагнитных волн и, соответственно, длительность предельно коротких импульсов лежит в пикосекундном диапазоне, с точки зрения получения униполярных импульсов интересны методы, использующие оптическое выпрямление в нелинейных кристаллах. Само явление оптического выпрямления было продемонстрировано еще в начале лазерной эпохи [86]. На металлических пластинах, приложенных к кристаллу, в котором происходила генерация второй гармоники рубинового лазера, было зарегистрировано возникновение униполярного импульса напряжения, по длительности совпадавшего с лазерным импульсом. Спустя несколько лет, после реализации сокращения длительности импульсов за счет синхронизации мод, появились предложения использовать эффект оптического выпрямления для получения импульсов излучения в микроволновом диапазоне [87]. Естественно, эти импульсы поля

были униполярными. После появления лазерных импульсов фемтосекундного диапазона метод оптического выпрямления был использован в современных схемах генерации предельно коротких импульсов терагерцевого излучения, описанных в большом числе публикаций, например в [88, 89].

Следует отметить, что вопрос о том, являются ли короткие импульсы униполярными, в работах по терагерцевому излучению не ставился. Дело в том, что при их регистрации используется фокусировка, а это должно приводить к потере униполярности. Также в исследованиях часто используется фокусировка для повышения интенсивности, и в этом случае импульсы уже биполярные. Поэтому мы можем лишь привести примеры работ, где получают униполярные полуциклового импульсы в терагерцевом диапазоне частот. Помимо оптического выпрямления, распространенным механизмом является нелинейная фотоионизация газов или жидкостей полем фемтосекундного лазерного импульса. Субциклового терагерцевые импульсы можно получать при создании однонаправленного импульса тока при упомянутой фотоионизации, а также при воздействии фемтосекундных импульсов на полупроводниковые структуры [90–95]. Высокоэффективная генерация терагерцевых импульсов полуциклового формы за счет нелинейной фотоионизации была недавно достигнута в воде и других жидкостях [96]. Были предложены способы генерации квазиуниполярных терагерцевых импульсов в виде предвестников, распространяющихся впереди мощных лазерных импульсов накачки в электрооптических кристаллах [97–99]. Форма таких импульсов близка к прямоугольной. Можно отметить недавнюю теоретическую работу, в которой обсуждается возможность получения униполярного импульса за счет направленного движения электронов при воздействии фемтосекундного импульса на пластинку из кремния [100].

Еще один подход к получению униполярных импульсов управляемой формы предлагает использовать низкочастотные колебания в комбинационно-активных средах. Идея состоит в использовании пары фемтосекундных импульсов. Первый импульс возбуждает низкочастотное колебание, а второй, приходящий спустя половину периода, останавливает движение. В результате поляризации временная зависимость имеет вид половины колебания и может быть в одномерной геометрии источником одноциклового импульсов. Одновременно с этим предлагается использовать возбуждение, перемещающееся по среде со скоростью, отличной от скорости света, например наклонное падение плоского фронта на слой вещества. Одновременное использование этих двух приемов позволяет влиять на форму результирующего излучения и создавать униполярность [101–108]. Обзор этих работ дан в [12].

11. Воздействие квазиуниполярных импульсов на классическую заряженную частицу

Задача ускорения частиц импульсами лазерного излучения приобретает в настоящее время все большую актуальность в связи с прогрессом лазерной физики и техники [109]. Так, интенсивно исследуется подход с промежуточным превращением мишеней в лазерную плазму и последующим ускорением зарядов кильватерной волной [110–112]. Однако включение промежуточного преобразования не может не снижать эффективность лазерного ускорения зарядов. В вакууме прямое ускорение заряженных частиц

обычными лазерными импульсами неэффективно, поскольку напряженность поля в течение длительности импульса многократно меняет направление, действуя тем самым на заряд разнонаправленно. Известен подход с ускорением частиц остросфокусированными предельно короткими лазерными импульсами с радиальной поляризацией [113]. В этом подходе ускорение достигается за счет продольной (вдоль оси пучка) составляющей поля, которая, как правило, значительно меньше поперечных компонент.

В то же время прогресс в получении сильных лазерных полей с помощью предельно коротких и даже субциклоновых импульсов делает принципиально возможным другой подход к проблеме лазерного ускорения заряженных частиц. Речь идет об использовании в этих целях квазиуниполярных лазерных импульсов с заметной электрической площадью. В работах [114, 115] показано, что ускорение частиц до высоких энергий полностью определяется именно электрической площадью импульса. Представлены аналитические выражения для энергии и импульса заряженной частицы, ускоряемой в вакууме импульсами излучения с линейной поляризацией (плосковолновое приближение). Приведенные результаты справедливы для классической частицы в пренебрежении квантовыми эффектами и силой Лоренца радиационного торможения частицы [28]. Последнее оправданно вне узкой области ультрарелятивистского движения, в противном случае возможно ускорение заряженных частиц и импульсом излучения с нулевой электрической площадью [116]. При сохранении указанных ограничений полученные результаты подтверждают возможность прямого ускорения одиночной заряженной частицы импульсами электромагнитного излучения с помощью импульсов несфокусированного (плосковолнового) излучения. Необходимым условием служит значительная электрическая площадь импульса излучения – единственная величина, определяющая кинетическую энергию и механический импульс ускоряемой частицы.

12. Воздействие униполярных импульсов на простейшие квантовые системы

Рассмотрим воздействие предельно короткого импульса на квантовый гармонический осциллятор, модель которого используется, например, для описания молекулярных колебаний. Для квантового гармонического осциллятора с частотой ω_0 , массой m и зарядом q , раскачиваемого электрическим полем с произвольной временной зависимостью, известно точное решение уравнения Шредингера [117]. Если длительность импульса меньше периода собственных колебаний осциллятора, то в приближении внезапных возмущений населенности n -го уровня осциллятора w_n также зависят от электрической площади импульса S_E [118]:

$$w_n = \frac{1}{n!} \left(\frac{q^2 S_E^2}{2m\hbar\omega_0} \right)^n \exp\left(-\frac{q^2 S_E^2}{2m\hbar\omega_0}\right). \quad (11)$$

Вновь видна определяющая роль электрической площади импульса в эффективности воздействия субциклоновых импульсов на квантовые объекты. Аналогично для атома водорода вероятность остаться в основном состоянии определяется электрической площадью короткого импульса [119]:

$$w_0 = \left[1 + \left(\frac{\hbar S_E}{2mq} \right)^2 \right]^{-4}. \quad (12)$$

Для многоуровневой квантовой системы, отличной от гармонического осциллятора, можно провести анализ воздействия короткого униполярного импульса с помощью приближенного решения уравнения Шредингера на основе теории возмущений, когда падающее поле можно считать слабым. Вероятность перехода системы из основного состояния дискретного спектра в k -е может быть вычислена в первом порядке теории возмущений [120]:

$$w_{0k} = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int V_{0k} \exp(i\omega_{0k} t) dt \right|^2. \quad (13)$$

Здесь $V_{0k} = -d_{0k}E(t)$ – матричный элемент оператора возмущения; d_{0k} – дипольный момент перехода; ω_{0k} – частота резонансного перехода.

Если длительность импульса меньше периода рассматриваемого перехода $T_{0k} = 2\pi/\omega_{0k}$, то осциллирующий экспонента под интегралом (13) не успевает заметно измениться за время его действия, и импульс можно приближенно считать дельтаобразным. В таком приближении для вероятности перехода имеем [121]

$$w_{0k} = \frac{d_{0k}^2}{\hbar^2} S_E^2. \quad (14)$$

Из (14) видно, что вероятность перехода w_{0k} зависит исключительно от электрической площади импульса, возрастает пропорционально ее квадрату и обращается в нуль, если импульс имеет нулевую площадь. Данное обстоятельство еще раз показывает специфику воздействия на квантовую систему униполярных импульсов по сравнению с биполярными одноцикловыми. В случае одного импульса воздействие носит нерезонансный характер и изменяет населенности всех уровней. Однако если на систему воздействует пара коротких униполярных импульсов (для простоты рассматриваем пару дельтаобразных импульсов), обладающих электрическими площадями S_{E1} и S_{E2} , временная задержка между которыми Δ , то для вероятности перехода из формулы (13) нетрудно получить [121, 122]

$$w_{0k} = \frac{d_{0k}^2}{\hbar^2} (S_{E1}^2 + S_{E2}^2 + 2S_{E1}S_{E2} \cos \omega_{0k} \Delta). \quad (15)$$

Видно, что и в случае воздействия пары субциклоновых импульсов в первом порядке теории возмущений результат определяется как электрической площадью импульсов, так и задержкой между ними. Из формулы следует возможность управления населенностями уровней системы с помощью изменения задержки между падающими импульсами [121, 122]. Это дает возможность селективного управления состоянием среды, несмотря на нерезонансный характер взаимодействия с ней каждого из импульсов.

Обратим внимание на то, что в таком случае появляется возможность голографической записи информации об объекте с применением импульсов субциклового униполярного излучения [123], когда в качестве записывающей среды используется резонансная среда с большим временем фазовой памяти T_2 . В среде регистрируется картина интерференции отраженного от объекта субциклового или униполярного импульса с волной поляризации среды, созданной таким же коротким импульсом. Коге-

рентность обеспечивается волной поляризации, которая при взаимодействии с отраженным от объекта излучением наведет в среде решетку населенностей согласно (15), повторяющую картину интерференции в аналогичном голографическом процессе с монохроматическим источником с длиной волны, равной длине волны резонансного перехода в среде.

Важная роль электрической площади в изменении направления спина электрона, взаимодействующего с квазиуниполярным импульсом излучения, выявлена также в [124].

13. О регистрации униполярного характера излучения и электрической площади импульса

Для операций с униполярным светом требуется наличие детекторов, позволяющих не только определять факт униполярности, но и измерять электрическую площадь импульсов. При этом не вызывает сомнений применимость обычных фотоприемных систем для регистрации энергетических характеристик подобного излучения. Однако они, скорее всего, не позволят решать указанную задачу. Отметим, что до сих пор задача разработки систем регистрации электрической площади импульса и создания соответствующих устройств не ставилась.

Проблема регистрации электрической площади излучения возникает в оптическом и более коротковолновых диапазонах. Для радиодиапазона не представляет труда зарегистрировать униполярный импульс при помощи широкополосного осциллографа и соответствующего коаксиального кабеля с емкостным датчиком на входе. В более коротковолновом диапазоне электромагнитного излучения (как, например, в упоминавшемся эксперименте по регистрации униполярного характера дифракционного излучения релятивистских заряженных частиц [47], где длительность импульса, по оценкам авторов, составляла несколько десятков пикосекунд), экспериментаторы использовали балансную схему, которая включала в себя две полосковые линии с двумя микроволновыми диодами. При ненулевой униполярности импульса микроволнового излучения сигнал в одном канале будет больше. Подобная схема применяется для контроля положения пучка заряженных частиц [125].

В терагерцевом диапазоне широко используются схемы типа «free-space electrooptical sampling» [126], которые в принципе позволяют зарегистрировать униполярный характер терагерцевых субцикловых импульсов. Однако при фокусировке терагерцевого излучения в нелинейный кристалл униполярность исходного излучения может быть потеряна.

В оптическом диапазоне длительностей импульсов подобные системы неприменимы. Оптический импульс не может создавать поверхностные токи в полосковой линии, упомянутая выше схема регистрации терагерцевого излучения также неработоспособна. На первый взгляд, можно использовать тот факт, что униполярные импульсы способны вызывать ток свободных носителей, например электронов, в вакууме. Однако движение свободных электронов подвержено воздействию неконтролируемых внешних электрических полей, и измерительная система вряд ли будет помехоустойчивой без надлежащей экранировки.

Учитывая результаты работ, посвященных оценке действия униполярных импульсов на простейшие квантовые системы (о которых шла речь в разд. 12), перспективными могут оказаться квантовые системы, которые не испытывают изменений под действием биполярных импульсов с нулевой электрической площадью, а меняют свое состояние при наличии у импульса ненулевой электрической площади. Для этого, как показано в разд. 12, период собственных колебаний при переходе между уровнями в квантовой системе должен превышать длительность импульса. Изменение состояния может фиксироваться по изменению электрических или оптических свойств вещества, его свечению, являющемуся основным чувствительным элементом «детектора униполярности и электрической площади». Для того чтобы детектор был чувствителен к направлению поля, он должен обладать анизотропией оптических свойств.

Также уместно отметить, что униполярный субцикловый импульс с ненулевой площадью после своего прохождения меняет величину векторного потенциала пространства. Следовательно, униполярный свет можно было бы использовать для наблюдения эффекта Ааронова–Бома и таким образом зарегистрировать электрическую площадь импульса. В работе [127] рассмотрена схема электронно-оптического варианта эксперимента для наблюдения этого эффекта. В ней источником векторного потенциала в одной ветви электронного интерферометра, который существует в области нулевой напряженности электрического поля, является субцикловый униполярный импульс света с ненулевой электрической площадью. На первый взгляд, с использованием подобной схемы можно было бы зарегистрировать электрическую площадь импульса. Однако ввиду (7) векторное поле электрической площади импульса является потенциальным, поэтому в обсуждаемой схеме эффект Ааронова–Бома не проявляется [127].

14. Выводы

Вопрос об униполярном свете до недавнего времени возникал в чисто академических дискуссиях. Тем не менее прямо задача создания источников униполярного излучения, которая может иметь практический смысл, пока не ставилась. Не было и упоминания о задачах, где был бы необходим униполярный свет. В последнее время, в связи интенсивными разработками методов генерации предельно коротких импульсов, проблема получения униполярного света в оптическом и прилегающих к нему диапазонах начинает привлекать все большее внимание.

По нашему мнению, представленные выше результаты убедительно свидетельствуют о том, что существование униполярного электромагнитного излучения не противоречит существующим фундаментальным представлениям, уравнениям Максвелла и базирующейся на них электромагнитной теории излучения. Мнение о нефизичности и невозможности существования подобного излучения необоснованно.

Электромагнитное излучение, используемое в научных и практических применениях, простирается от радио- до рентгеновского и гамма-диапазонов и имеет единую природу, так что вопрос о получении униполярного излучения может ставиться для всех этих диапазонов. Источниками униполярного излучения, безусловно, могут быть системы, использующие движение свободных зарядов. В

системах связанных зарядов можно получить квазиуниполярное субцикловое излучение, главным образом в сильно нелинейных средах, под действием коротких интенсивных электромагнитных импульсов.

Анализ ситуации с применением униполярного света выявил ряд проблем. Нет полной ясности, как наиболее эффективно транспортировать подобное излучение, передавать его на расстояние и фокусировать без существенного уменьшения степени униполярности. Упомянутые в обзоре коаксиальные световоды теоретически способны обеспечить транспортировку и сохранение униполярности, однако не ясны пути практической реализации подобных устройств. Лучше обстоит дело с пониманием особенностей воздействии униполярного излучения на квантовые системы. Униполярное излучение, которое уже не является резонансным ни одному из переходов между уровнями в квантовой системе, может, тем не менее, селективно и крайне быстро менять населенности ее состояний.

Существует проблема и мониторинга униполярности. Для этих целей нужны специальные детекторы, реагирующие на ненулевую электрическую площадь импульсов излучения, которых на сегодняшний день нет. Создание источников униполярного излучения должно сопровождаться разработкой соответствующих систем регистрации. Отсутствие «детекторов униполярности» было, по нашему мнению, одной из причин недостатка интереса к экспериментам с униполярным излучением.

В заключение хотелось бы привлечь внимание к правилу сохранения электрической площади импульса. Фактически это правило является недавно открытым законом сохранения. При решении задач, связанных с униполярным излучением и анализом его распространения, оно будет играть важную роль. Пока это правило еще мало известно исследователям. Работы, в которых были бы приведены примеры выполнения этого закона сохранения, практически отсутствуют.

Авторы благодарят И.Бабушкина за обсуждение вопросов, затронутых в обзоре.

15. Литература

- DeMaria A.J., Stetser D.A., Heynau H. *Appl. Phys. Lett.*, **8**, 174 (1966).
- <https://hightech.fm/2018/10/09/nobel-4>.
- Diels J.C., Rudolph W. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Elsevier, 2006).
- Keller U. *Appl. Phys. B*, **100**, 15 (2010).
- Corkum P.A., Krausz F. *Nature Phys.*, **3**, 381 (2007).
- Krausz F., Ivanov M. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 163 (2009).
- Calegari F., Sansone G., Stagira S., Vozzi C., Nisoli M. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **49**, 062001 (2016).
- Ramasesha K., Leone S.R., Neumark D.M. *Ann. Rev. Phys. Chem.*, **67**, 41 (2016).
- <https://eli-laser.eu/>.
- Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **107**, 761 (2009) [*Opt. Spectrosc.*, **107**, 721 (2009)].
- Розанов Н.Н., Архипов Р.М., Архипов М.В. *УФН*, **188**, 1347 (2018) [*Phys. Usp.*, **61**, 1227 (2018)].
- Архипов Р.М., Пахомов А.В., Архипов М.В., Бабушкин И., Толмачев Ю.А., Розанов Н.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **105**, 388 (2017) [*JETP Lett.*, **105**, 408 (2017)].
- Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Babushkin I., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. *Laser Phys.*, **27**, 053001 (2017).
- Розанов Н.Н., Архипов М.В., Архипов Р.М., Веретенев Н.А., Пахомов А.В., Федоров С.В. *Оптика и спектроскопия*, **127**, 82 (2019) [*Opt. Spectrosc.*, **127**, 77 (2019)].
- Архипов Р.М., Архипов М.В., Шимко А.А., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **110**, 9 (2019) [*JETP Lett.*, **110**, 15 (2019)].
- Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика* (М.: Наука, 2003).
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Том 2. Теория поля* (М.: Физматлит, 2001).
- Болотовский Б.М., Воскресенский Г.В. *УФН*, **88**, 209 (1966) [*Sov. Phys. Usp.*, **9**, 73 (1966)].
- Бессонов Е.Г. *ЖЭТФ*, **80**, 852 (1981) [*Sov. Phys. JETP*, **53**, 433 (1981)].
- Bessonov E.G. *Nucl. Instr. Meth. A.*, **308**, 135 (1991).
- Бессонов Е.Г. *Квантовая электроника*, **19**, 35 (1992) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **22**, 27 (1992)].
- Kim K.J. et al. arXiv preprint physics/0003064, 2000.
- Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: «Наука», 1973).
- Джексон Дж. *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965).
- Тихонов А.Н., Самарский А.А. *Уравнения математической физики* (М.: изд-во МГУ, 1999).
- Arkhipov M.V., Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Babushkin I.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. *Opt. Lett.*, **42**, 2189 (2017).
- Пахомов А.В., Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И., Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **123**, 901 (2017) [*Opt. Spectrosc.*, **123**, 913 (2017)].
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982).
- Беленов Э.М., Назаркин А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **51**, 252 (1990) [*JETP Lett.*, **51**, 288 (1990)].
- Беленов Э.М., Назаркин А.В., Ушаповский В.А. *ЖЭТФ*, **100**, 762 (1991) [*Sov. Phys. JETP*, **73**, 422 (1991)].
- Сазонов С.В. *УФН*, **171**, 663 (2001) [*Phys. Usp.*, **44**, 631 (2001)].
- Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **128**, 95 (2020) [*Opt. Spectrosc.*, **128**, 92 (2020)].
- Беленов Э.М., Назаркин А.В. *Письма в ЖЭТФ*, **53**, 18 (1991) [*JETP Lett.*, **53**, 200 (1991)].
- Лебедев М.К., Толмачев Ю.А. *Оптика и спектроскопия*, **90**, 457 (2001) [*Opt. Spectrosc.*, **90**, 398 (2001)].
- Tolmachev Yu.A. *J. Opt. Technol.*, **72**, 1 (2005).
- Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **95**, 318 (2003) [*Opt. Spectrosc.*, **95**, 299 (2003)].
- You D., Bucksbaum P.H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1651 (1997).
- Kaplan A.E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 951 (1998).
- Feng S., Winful H.G., Hellwarth R.W. *Opt. Lett.*, **23**, 385 (1998).
- Ruffin A.B., Rudd J.V., Whitaker J.F., Feng S., Winful H.G. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3410 (1999).
- Gürtler A., Winnewisser C., Helm H., Jepsen P.U. *J. Opt. Soc. Am. A*, **17**, 74 (2000).
- Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **127**, 960 (2019) [*Opt. Spectrosc.*, **127**, 1050 (2019)].
- Казанцев А.П., Сурдутович Г.И. *Докл. АН СССР*, **147**, 74 (1962) [*Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **147**, 74 (1962)].
- Smith S.J., Purcell Z.M. *Phys. Rev.*, **92**, 1069 (1953).
- Potylitsyn A.P., Ryazanov M.I., Strikhanov M.N., Tishchenko A.A. *Diffraction Radiation from Relativistic Particles* (Heidelberg: Springer, 2010, Vol. 239).
- Науменко Г.А. *Докт. дисс.* (Томск: Томский политехнический университет, 2007).
- Науменко Г., Shevelev M. *J. Instrument.*, **13**, C05001 (2018).
- Веригин Д.А. *Канд. дисс.* (Томск: Томский политехнический университет, 2017).
- Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **10**, 1414 (1967).
- Bullough R.K., Ahmad F. *Phys. Rev. Lett.*, **27**, 330 (1971).
- McCall S.L., Hahn E.L. *Phys. Rev.*, **183**, 457 (1969).
- Аллен Л., Эберли Дж. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М.: Мир, 1978).
- Крюков П.Г., Летохов В.С. *УФН*, **99**, 169 (1969) [*Sov. Phys. Usp.*, **12**, 641 (1970)].
- Полужтков И.А., Попов Ю.М., Ройтберг В.С. *УФН*, **114**, 97 (1974) [*Sov. Phys. Usp.*, **18**, 673 (1975)].
- Maimistov A.I., Basharov A.M., Elyutin S.O., Sklyarov Y.M. *Phys. Rep.*, **191**, 1 (1990).

56. Беленов Э.М., Назаркин А.В., Прокопович И.П. *Письма в ЖЭТФ*, **55**, 223 (1992) [*JETP Lett.*, **55**, 218 (1992)].
57. Беленов Э.М., Гречко Л.Г., Канавин А.П. *Письма в ЖЭТФ*, **58**, 331 (1993) [*JETP Lett.*, **58**, 333 (1993)].
58. Пархоменко А.Ю., Сазонов С.В. *ЖЭТФ*, **114**, 1595 (1998) [*JETP*, **87**, 864 (1998)].
59. Kazantseva E.V., Maimistov A.I., Malomed B.A. *Opt. Commun.*, **188**, 195 (2001).
60. Kaplan A.E., Shkolnikov P.L. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 2316 (1995).
61. Kalosha V.P., Herrmann J. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 544 (1999).
62. Song X. et al. *Phys. Rev. A*, **82**, 053821 (2010).
63. Song X., Hao Z., Yan M., Wu M., Yang W. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 105003 (2015).
64. Sazonov S.V., Ustinov N.V. *Phys. Rev. A*, **98**, 063803 (2018).
65. Сазонов С.В., Устинов Н.В. *Письма в ЖЭТФ*, **83**, 573 (2006) [*JETP Lett.*, **83**, 483 (2011)].
66. Сазонов С.В., Соболевский А.Ф. *ЖЭТФ*, **123**, 1160 (2003) [*JETP*, **96**, 1019 (2003)].
67. Sazonov S.V. *Roman. Rep. Phys.*, **70**, 401 (2018).
68. Leblond H., Triki H., Mihalache D. *Phys. Rev. A*, **85**, 053826 (2012).
69. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **83**, 337 (2006) [*JETP Lett.*, **83**, 279 (2006)].
70. Розанов Н.Н., Семенов В.Е., Высотина Н.В. *Квантовая электроника*, **38**, 137 (2008) [*Quantum Electron.*, **38**, 137 (2008)].
71. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е. *Оптика и спектроскопия*, **106**, 793 (2009) [*Opt. Spectrosc.*, **106**, 713 (2009)].
72. Розанов Н.Н. *Диссипативные оптические солитоны. От микро-к нано- и атто-* (М.: Физматлит, 2011).
73. Kozlov V.V. *Phys. Rev. A*, **56**, 1607 (1997).
74. Kozlov V.V., Rosanov N.N., Wabnitz S. *Phys. Rev. A*, **84**, 053810 (2011).
75. Kozlov V.V., Rosanov N.N. *Phys. Rev. A*, **87**, 043836 (2013).
76. Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И., Розанов Н.Н., *Изв. РАН. Сер. физич.*, **84**, 23 (2020) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, **84**, 23 (2020)].
77. Архипов М.В., Архипов Р.М., Шимко А.А., Бабушкин И., Розанов Н.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **109**, 657 (2019) [*JETP Lett.*, **109**, 634 (2019)].
78. Arkhipov M.V., Arkhipov R.M., Shimko A.A., Babushkin I., Rosanov N.N. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1410**, 012102 (2019).
79. Arkhipov M.V., Shimko A.A., Rosanov N.N., Babushkin I., Arkhipov R.M. *Phys. Rev. A*, **101**, 013803 (2020).
80. Nisoli M., Sansone G. *Prog. Quantum Electron.*, **33**, 17 (2009).
81. Nisoli M., Decleva P., Calegari F., Palacios A., Martin F. *Chem. Rev.*, **117**, 10760 (2017).
82. Manzoni C., Mücke O.D., Cirmi G., et al. *Laser Photon. Rev.*, **9**, 129 (2015).
83. Hassan M.T., Luu T.T., Moulet A., Raskazovskaya O., et al. *Nature*, **530**, 66 (2016).
84. Xu J., Shen B., Zhang X., et al. *Sci. Rep.*, **8**, 2669 (2018).
85. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. *Nat. Photon.*, **6**, 304 (2012).
86. Bass M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 446 (1962).
87. Brienza M.J., DeMaria A.J., Glenn W.H. *Phys. Lett. A*, **26**, 390 (1968).
88. Nahata A., Weling A.S., Heinz T.F. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2321 (1996).
89. Hirori H. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 091106 (2011).
90. Reiman K. *Rep. Progr. Phys.*, **70**, 1597 (2007).
91. Roskos H.G., Thomson M.D., Kress M., Loeffler T. *Laser Photon. Rev.*, **1**, 349 (2007).
92. Obratsov P.A., Kaplas T., Garnov S.V., Kuwata-Gonokami M., Obratsov A.N., Svirko Y.P. *Sci. Rep.*, **4**, 4007 (2014).
93. Gao Y., Drake T., Chen Z., DeCamp M.F. *Opt. Lett.*, **33**, 2776 (2008).
94. Lepeshov S., Gorodetsky A., Krasnok A., Rafailov E., Belov P. *Laser Photon. Rev.*, **11**, 1770001 (2016).
95. Fülöp J.A., Tzortzakakis S., Kampfrath T. *Adv. Opt. Mater.*, **8**, 1900681 (2020).
96. Ponomareva E.A., Stumpf S.A., Tsyppkin A.N., Kozlov S.A. *Opt. Lett.*, **44**, 5485 (2019).
97. Bakunov M.I., Maslov A.V., Tsarev M.V. *Phys. Rev. A*, **95**, 063817 (2017).
98. Efimenko E.S., Sychugin S.A., Tsarev M.V., Bakunov M.I. *Phys. Rev. A*, **98**, 01384 (2018).
99. Tsarev M.V., Bakunov M.I. *Opt. Express*, **27**, 5154 (2019).
100. Polyakov D., Yakovlev E. *J. Physics D: Appl. Phys.*, **53**, 055305 (2019).
101. Архипов Р.М. *Оптика и спектроскопия*, **120**, 802 (2015) [*Opt. Spectrosc.*, **120**, 756 (2015)].
102. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Belov P.A., Tolmachev Yu.A., Babushkin I. *Las. Phys. Lett.*, **13**, 046001 (2016).
103. Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Babushkin I.V., Arkhipov M.V., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **33**, 2518 (2016).
104. Pakhomov A.V., Arkhipov R.M., Babushkin I.V., Arkhipov M.V., Rosanov N.N. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 126001 (2016).
105. Pakhomov A.V., Arkhipov R.M., Babushkin I.V., Arkhipov M.V., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. *Phys. Rev. A*, **95**, 013804 (2017).
106. Архипов Р.М., Жигулева Д.О., Пахомов А.В., Архипов М.В., Бабушкин И., Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **124**, 505 (2018) [*Opt. Spectrosc.*, **124**, 536 (2018)].
107. Ziguleva D.O., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V., Babushkin I., Rosanov N.N. *Opt. Commun.*, **424**, 170 (2018).
108. Pakhomov A.V., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N., Babushkin I. *Sci. Rep.*, **9**, 1 (2019).
109. Быченко В.Ю., Брантов А.В., Говрас Е.А., Ковалев В.Ф., *УФН*, **185**, 77 (2015) [*Phys. Usp.*, **58**, 71 (2015)].
110. Tajima T., Dawson J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 267 (1979).
111. Esarey E., Sprangle P., Krall J. *Phys. Rev. E*, **52**, 5443 (1995).
112. Malka V., Faure J., Gauduel Y.A., Lefebvre E., Rousse A., Ta Phuoc K. *Nat. Phys.*, **4**, 447 (2008).
113. Carbajo S., Nanni E.A., JieWong L., Moriena G., Keathley Ph.D., Laurent G., Miller R.J.D., Kärtner F.X. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **19**, 021303 (2016).
114. Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **126**, 211 (2019) [*Opt. Spectrosc.*, **126**, 140 (2019)].
115. Розанов Н.Н., Высотина Н.В. *ЖЭТФ*, **157**, 63 (2019) [*J. Exp. Theor. Phys.*, **130**, 52 (2020)].
116. Fradkin D.M. *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 1209 (1979).
117. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* (М.: Наука, 1971).
118. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. *Opt. Lett.*, **44**, 1202 (2019).
119. Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **124**, 75 (2018) [*Opt. Spectrosc.*, **124**, 72 (2018)].
120. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (М.: Наука, 1989).
121. Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **128**, 106 (2020) [*Opt. Spectrosc.*, **128**, 102 (2020)].
122. Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Розанов Н.Н., *Квантовая электроника*, **49**, 958 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 958 (2019)].
123. Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **111** (9), 586 (2020) [*JETP Lett.*, **111** (9), 484 (2020)].
124. Aleksandrov I.A., Tumakov D.A., Kudlis A., Shabaev V.M., Rosanov N.N. *Phys. Rev. A*, **102**, 023102 (2020).
125. Sargsyan V. Comparison of Stripline and Cavity Beam Position Monitors. No. TESLA-2004-03. СМ-P00047837, 2004.
126. Wu Q., Zhang X. C. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 3523 (1995).
127. Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **111** (12), 794 (2020) [*JETP Lett.*, **111** (12), 668 (2020)].