Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 8, с. 580 – 589 

# Излучение уединенного импульса поляризации, движущегося со скоростью света

*Р. М. Архипов*[+*1)], *М. В. Архипов*[+1)], *А. В. Пахомов*[+1)], *О. О. Дьячкова*[+1)], *Н. Н. Розанов*[+*1)]

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

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

Поступила в редакцию 10 февраля 2023 г.
После переработки 15 марта 2023 г.
Принята к публикации 16 марта 2023 г.

Фотоны обладают нулевой массой покоя и всегда движутся со скоростью света в вакууме, но не имеют дипольного момента. Атомы и молекулы, которые могут иметь постоянный или переменный дипольный момент, обладают массой и потому не могут двигаться со скоростью, равной скорости света или превосходящей ее. Поэтому вопрос об излучении подобных систем при их движении со скоростью света не ставился. Однако можно создать множество искусственных объектов (световых зайчиков, эффективных зарядов, импульсов тока и т.п.), которые могут двигаться со скоростью света и даже превышать ее. В таком случае они становятся источником электромагнитного излучения. В данной работе будет рассмотрено излучение уединенного импульса поляризации, который движется со скоростью света и значение амплитуды которого может оставаться постоянным или изменяться. Показано, что если амплитуда импульса поляризации не меняется, то такой объект не излучает вовне, т.е. излучаемое им поле остается полностью локализованным внутри движущегося уединенного импульса поляризации. Если же амплитуда такого объекта меняется со временем, то он начинает излучать назад. В этой ситуации могут быть получены униполярные импульсы необычной формы, например, прямоугольной.

DOI: 10.31857/S1234567823080037, EDN: vrjsgv

**Введение.** Материальные объекты (в частности, заряженные частицы, диполи – атомы, молекулы и т.п.) не могут двигаться со скоростью, равной или превышающей скорость света в вакууме $c$ [1]. Однако в оптике уже давно известно множество различных объектов – световых зайчиков, эффективных зарядов, импульсов поляризации и тока и т.п., которые могут перемещаться с произвольной скоростью, даже большей скорости света [2–7]. К ним относится, например, световое пятно от быстро вращающегося прожектора на удаленном экране [2]. Другим примером является световой зайчик, который является областью пересечения короткого светового импульса с плоским экраном [2–4]. Такие объекты могут являться источниками когерентного электромагнитного излучения, например, излучения Вавилова–Черенкова [2–7], а также ультракоротких электромагнитных импульсов [8, 9].

В последние годы был достигнут значительный прогресс в генерации предельно коротких импульсов электромагнитного излучения [10–15]. Пределом сокращения длительности импульсов при фиксации спектрального диапазона (несущая частота колебаний поля не подвергается изменению) является получение полуцикловых импульсов, содержащих лишь одну полуволну электрического поля. Такие импульсы позволяют эффективно управлять параметрами вещества на сверхбыстрых временных масштабах, недоступных при использовании многоцикловых оптических импульсов [16].

За последнее время были предложены несколько различных методов, позволяющие получать полуцикловые импульсы как в терагерцовом (ТГц), так и в оптическом диапазоне. В частности, полуцикловые импульсы были получены в виде предвестников при многофотонной ионизации в электрооптических кристаллах [17–19], в результате каскадных процессов в плазме [20], при возбуждении металлической мишени мощными фемтосекундными импульсами [21–25] и при распространении ультракороткого импульса в неравновесной плазме [26–28]. Помимо этого, в ряде работ были теоретически найдены солитонные решения в виде полуцикловых униполярных импульсов в различных нелинейных резонансных средах [29–34].

В данной работе показано, как с помощью пары предельно коротких полуцикловых импульсов воз-

[1)]e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com; m.arkhipov@spbu.ru; antpakhom@gmail.com; o.o.dyachkova@gmail.com; nnrosanov@mail.ru

можно создать в резонансной среде такой необычный объект, как уединенный импульс поляризации, который движется со скоростью света, а также рассмотрено излучение подобного объекта. Рассматриваются как случай импульса поляризации постоянной амплитуды, так и случай, когда амплитуда может изменяться.

Подобный объект, насколько нам известно, ранее не рассматривался, поскольку обладание дипольным моментом подразумевает наличие зарядов и связанных с ними масс, что не позволяет им двигаться со скоростью света. Однако объект, подобный указанному гипотетическому, можно создать в резонансной среде. Это так называемый импульс остановленной поляризации (ИОП) [35, 36] (см. также [37, 38]), который возникает при возбуждении резонансной среды парой коротких импульсов с длительностью короче периода резонансного перехода среды $T_{12}$. Если интервал между импульсами равен половине периода резонансного перехода среды $T_{12}/2$, то первый импульс вызывает резонансные колебания поляризации среды, а второй импульс останавливает их. В результате зависимость поляризации от времени имеет вид полуволны. Данный ИОП представляет собой по сути искусственный диполь конечных размеров. Отметим также, что движение подобного диполя не сопровождается перемещением масс в направлении его распространения.

Мы аналитически и численно исследуем необычные свойства излучения, которое создает такой локализованный уединенный импульс поляризации с постоянной или меняющейся амплитудой. Численное решение проведено для случая, когда уединенный импульс остановленной поляризации наводится парой полуцикловых импульсов в слое двухуровневой или многоуровневой резонансной среды. Показано, что такой ИОП в случае пространственно-неоднородного слоя среды может излучать пару униполярных импульсов прямоугольной формы.

**Пример аналитического решения одномерного волнового уравнения для уединенного импульса поляризации.** Эволюция электрического поля описывается волновым уравнением, содержащим в правой части поляризацию среды. В одномерном случае оно имеет вид:

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial t^2}, \tag{1}$$

где $P$ – поляризация среды, $E$ – напряженность электрического поля, $c$ – скорость света в вакууме.

Предположим, что имеется заданный импульс поляризации, который локализован в некоторой области, равен нулю вне этой области и напряженность поля которого $P$ обладает гладкой первой производной при переходе из области, где поляризация равна нулю, в область, где она отлична от нуля. Пусть импульс поляризации распространяется с постоянной произвольной скоростью $V$ и его форма, удовлетворяющая указанным условиям, имеет вид:

$$P(z,t) = \Pi_0\left(1 - \cos\omega_0\left(t - \frac{z}{V}\right)\right),$$
$$\frac{z}{V} \le t \le \frac{z}{V} + T_0, \quad T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}. \tag{2}$$

В таком случае нам необходимо найти решение волнового уравнения (1), где в правой части стоит выражение (2). Соответствующее решение нетрудно найти в виде:

$$E(z,t) = E_0\cos\omega_0\left(t - \frac{z}{V}\right), \quad \frac{z}{V} \le t \le \frac{z}{V} + T_0, \tag{3}$$

где для амплитуды получается следующее выражение:

$$E_0 = \Pi_0\frac{4\pi V^2}{V^2 - c^2}. \tag{4}$$

С учетом решения однородного волнового уравнения (1) без правой части, общее решение неоднородного уравнения при наличии импульса поляризации (2) с учетом решения (3)–(4) может быть представлено в виде:

$$E(z,t) = \Pi_0\frac{4\pi V^2}{V^2 - c^2} \times$$
$$\times\left[\cos\omega_0\left(t - \frac{z}{V}\right) - \cos\omega_0\left(t - \frac{z}{c}\right)\right] + f_1\left(t - \frac{z}{c}\right) +$$
$$+ f_2\left(t + \frac{z}{c}\right), \quad \frac{z}{V} \le t \le \frac{z}{V} + T_0, \tag{5}$$

с произвольными функциями $f_1$ и $f_2$. Рассмотрим теперь случай, когда уединенный импульс поляризации распространяется со скоростью света, т.е. $V = c$. В таком случае первый член в выражении (5) содержит неопределенность, так что (5) сводится к виду:

$$E(z,t) = \frac{2\pi}{c}\Pi_0\omega_0 z\cdot\sin\omega_0\left(t - \frac{z}{c}\right), \quad \frac{z}{c} \le t \le \frac{z}{c} + T_0. \tag{6}$$

Уравнение (6) описывает линейное нарастание электрического поля внутри уединенного импульса поляризации по мере его распространения в слое среды. При этом вне области существования поляризации электрическое поле отсутствует.

Отметим, что в приведенном аналитическом описании поляризация считается заданной. При этом мы пренебрегаем самовоздействием данного импульса поляризации. Это значит, что генерируемое этой поляризацией поле считается слабым и неспособным вызвать значительные изменения породившей его поляризации. В последующем разделе в численном расчете данные эффекты будут учтены.

**Пример практической реализации уединенного импульса поляризации и особенности его излучения в однородной и неоднородной резонансной среде.** Схематически ситуация, в которой можно практически реализовать импульс уединенной поляризации с постоянной или нарастающей амплитудой и показать особенности его излучения в однородной и неоднородной среде, представлена на рис. 1.

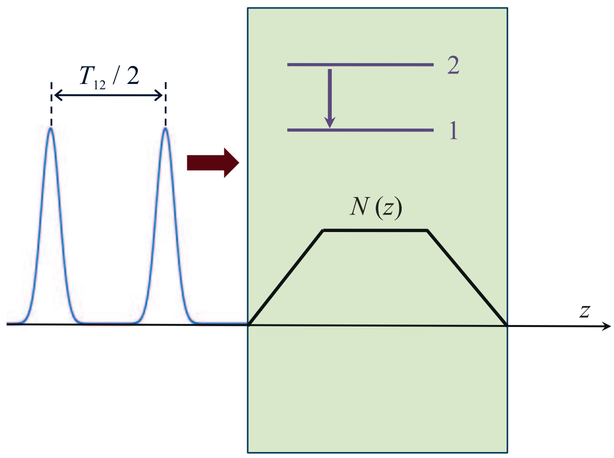


Рис. 1. (Цветной онлайн) Два возбуждающих униполярных импульса, следующих с временной задержкой $T_{12}/2$ между ними, равной половине периода резонансного перехода среды, падают нормально на протяженный слой двухуровневой среды (цветной прямоугольник). Распределение концентрации частиц внутри слоя $N(z)$ имеет прямоугольную или трапециедальную форму, последняя схематически показана на рисунке

На протяженную двухуровневую среду из вакуума (слева направо на рис. 1) движется нормально пара полуцикловых униполярных импульсов, распространяющихся вдоль оси $z$. Объемная концентрация частиц в среде $N(z)$ изменяется вдоль слоя и имеет прямоугольный или трапециевидный профиль (последний схематически показан на рис. 1). Временная задержка между возбуждающими импульсами равна половине периода резонансного перехода среды $T_{12}/2 = \pi/\omega_{12}$, где $\omega_{12}$ – частота перехода среды. Для электрического поля падающих импульсов возьмем следующее выражение:

$$E(t) = E_0 e^{-(t-z/c)^2/\tau_p^2} + E_0 e^{-(t-z/c-T_{12}/2)^2/\tau_p^2} \tag{7}$$

с амплитудой импульсов $E_0$ и длительностью $\tau_p$. Два возбуждающих униполярных импульса (7) будут создавать ИОП, который в случае достаточно малой концентрации вещества движется вместе с ними в среде со скоростью, практически равной скорости света.

**Уравнения модели.** Для описания отклика двухуровневой среды на поле внешних импульсов использовались стандартные уравнения для матрицы плотности резонансной двухуровневой среды [39]:

$$\frac{\partial \rho_{12}(z,t)}{\partial t} = -\frac{\rho_{12}(z,t)}{T_2} + $$

$$+ i\omega_{12}\rho_{12}(z,t) - \frac{i}{\hbar} d_{12} E(z,t) n(z,t), \tag{8}$$

$$\frac{\partial n(z,t)}{\partial t} = -\frac{n(z,t) - n_0(z)}{T_1} + $$

$$+ \frac{4}{\hbar} d_{12} E(z,t) \operatorname{Im} \rho_{12}(z,t), \tag{9}$$

$$P(z,t) = 2N_0 d_{12} \operatorname{Re} \rho_{12}, \tag{10}$$

где $\rho_{12}$ – недиагональный элемент матрицы плотности двухуровневой среды, $n = \rho_{11} - \rho_{22}$ – разность населенностей уровней (инверсия) двухуровневой среды, $d_{12}$ – дипольный момент рабочего перехода в среде, $n_0$ – равновесная разность населенностей двух рабочих уровней в отсутствие электрического поля ($n_0 = 1$ для поглощающей среды), $T_1$ – время релаксации верхнего рабочего уровня среды, $T_2$ – время релаксации поляризации среды, $\hbar$ – приведенная постоянная Планка.

Уравнения для отклика среды должны быть дополнены одномерным волновым уравнением для эволюции электрического поля (1). Было проведено совместное численное решение системы уравнений (1) и (8)–(10). Параметры даны в табл. 1 ниже и соответствуют переходу из основного в нижнее возбужденное состояние в атоме водорода [40]. Отметим, что рассмотренная одномерная модель может быть реализована в коаксиальных волноводах, в которых отсутствуют частоты отсечки и распространение униполярных импульсов возможно без потери униполярности [41].

Результат численного расчета поля ИОП для случая однородной среды ($N(z) = \mathrm{const}$) представлен на рис. 2. Отметим, что при построении рис. 2 из общего электрического поля было вычтено поле возбуждающих импульсов (7), так что полученное поле соответствует лишь излучению слоя среды. Как видно из рис. 2, излучаемое средой поле остается локализованным внутри ИОП и линейно нарастает по мере распространения ИОП через слой среды.

В отличие от ситуации, рассмотренной аналитически, импульс поляризации имеет характерный вид полуволны, как показано на рис. 3. В аналитическом

**Таблица 1.** Параметры рассматриваемой резонансной двухуровневой среды и возбуждающих импульсов

| | |
|---|---|
| Частота перехода 12 (длина волны перехода) | $\omega_{12} = 1.55 \cdot 10^{16}$ рад/с ($\lambda_{12} = 121.6$ нм) |
| Дипольный момент перехода 12 | $d_{12} = 3.27$ Д |
| Время релаксации разности населенностей | $T_1 = 1$ нс |
| Время релаксации поляризации | $T_2 = 1$ нс |
| Максимальная концентрация двухуровневых атомов | $N_0 = 10^{19}$ см$^{-3}$ |
| Амплитуда поля | $E_0 = 100000$ ед. СГСЭ |
| Длительность импульсов возбуждения | $\tau_p = 30$ ас |
| Длина среды | $L = 3$ мкм |

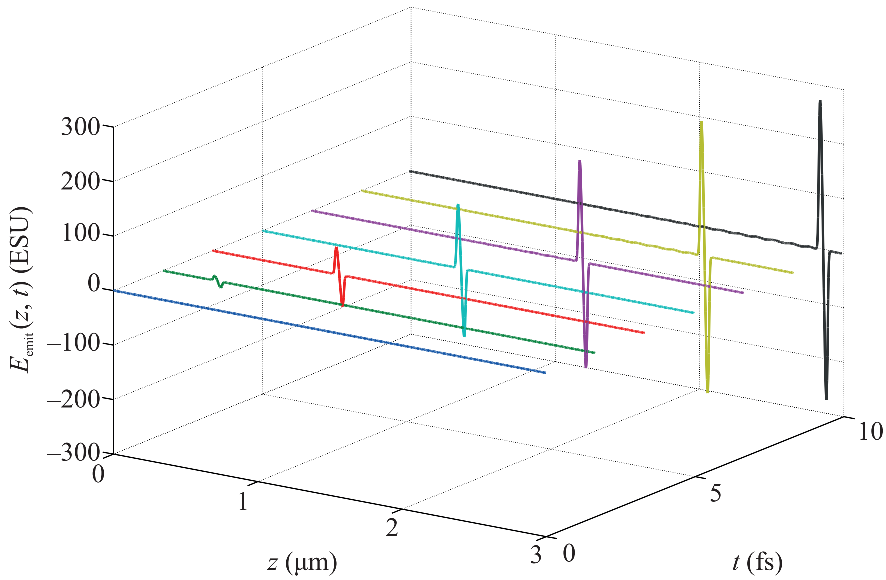


Рис. 2. (Цветной онлайн) Эволюция пространственного распределения излучаемого средой электрического поля с течением времени для случая однородного слоя среды; хорошо видно, что формируется одноцикловый импульс поля, локализованный внутри ИОП, амплитуда которого линейно нарастает по мере распространения в среде

примере длительность импульса поляризации имела произвольную величину. Если для сравнения результатов считать, что частота в выражении (2) соответствует частоте перехода среды, то длительность ИОП в два раза меньше, чем в аналитической задаче.

Как и в аналитическом расчете, возникает импульс излучения, который движется вместе с ИОП. Здесь источником излучения является искусственный диполь – импульс остановленной поляризации, который движется в среде со скоростью света и расположен между возбуждающими униполярными импульсами (7). Такой искусственный диполь, как следует из решения, излучает лишь в момент его образования и исчезновения, что происходит на границах среды [35]. Когда же он движется в среде, то не излучает вовне. Если бы он излучал, к примеру, вперед, то тогда скорость, с которой бы распространялось это излучение, была бы больше скорости света. Внутри ИОП, как только что отмечалось выше, есть поле в виде одноциклового импульса, причем амплитуда этого одноциклового импульса растет по величине прямо пропорционально расстоянию, пройденному в среде. Отметим также, что подобный кратковременный импульс поляризации (тока), движущийся со световой скоростью, может быть создан при движении фемтосекундного лазерного импульса по трубке с газом, помещенной в постоянное внешнее электрическое поле [42]. В этом случае его излучение представляет собой короткий субцикловый импульс ТГц излучения.

Таким образом для однородной среды мы получили совпадение свойств излучения, создаваемого уединенными импульсами поляризации, вытекающих из аналитического и численного анализа. Сюда относятся локализация поля в пределах импульса поляризации, пропорциональность формы импульса производной по времени от формы поляризации и факт линейного нарастания излу-

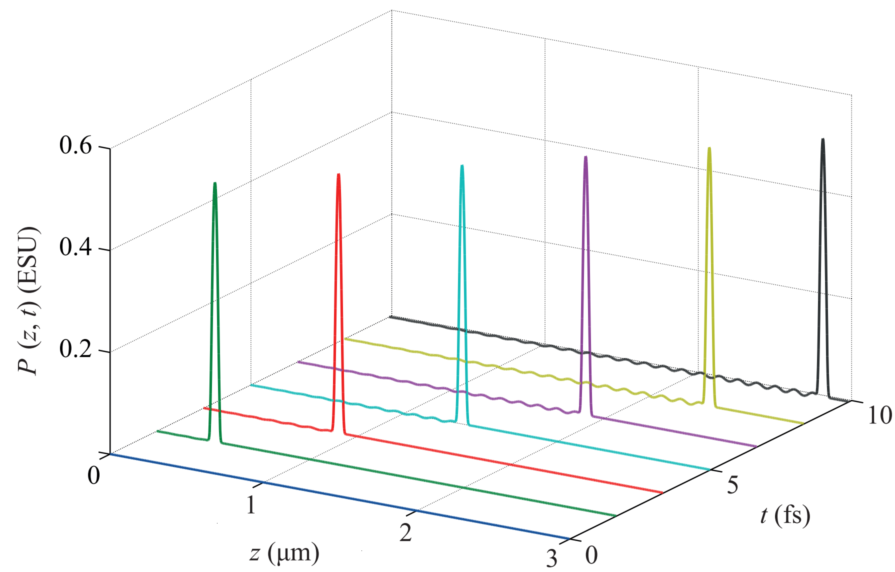


Рис. 3. (Цветной онлайн) Эволюция пространственного распределения поляризации среды с течением времени для случая однородного слоя среды; хорошо видно формирование полуволны ИОП с постоянной амплитудой

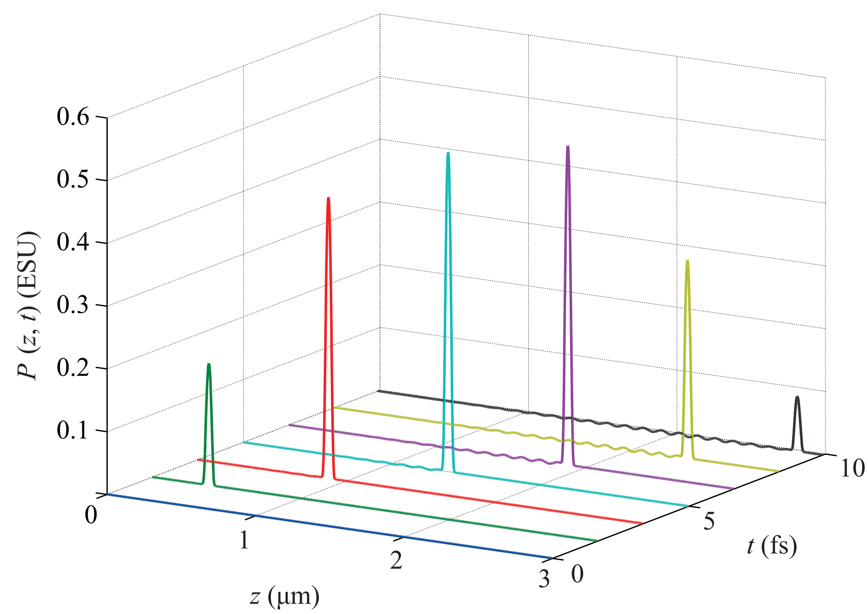


Рис. 4. (Цветной онлайн) Эволюция пространственного распределения поляризации среды с течением времени для случая неоднородного слоя среды с трапециевидным профилем; хорошо видно формирование полуволны ИОП с переменной амплитудой

чения при движении такого образования в пространстве.

Рассмотрим теперь образование уединенного импульса поляризации в пространственно-неоднородном слое резонансной среды (см. также [38]). Возьмем трапециедальную зависимость концентрации от координаты, как показано на рис. 1, а именно, в виде:

$$N(z) = N_0 \frac{3z}{L}, \quad 0 \leq z \leq 1\,\text{мкм},$$

$$N(z) = N_0, \quad 1 \leq z \leq 2\,\text{мкм},$$

$$N(z) = N_0 \frac{3(L - z)}{L}, \quad 2 \leq z \leq 3\,\text{мкм}.$$

Результаты численного моделирования ситуации, когда ИОП создается и движется в неоднородной среде с такой трапецеидальной зависимостью концентрации от координаты, представлены на рис. 4. На этом рисунке хорошо видно образование ИОП в виде полуволны, амплитуда которой сначала линейно растет, затем остается постоянной и наконец линейно убывает до нуля, следуя профилю концентрации резонансных атомов, показанному на рис. 1.

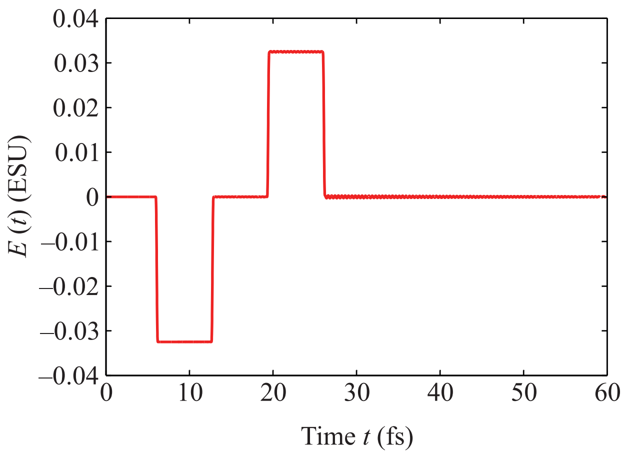


Рис. 5. (Цветной онлайн) Временная зависимость излучаемого поля от слоя двухуровневой среды в виде пары прямоугольных униполярных импульсов противоположной полярности

Результаты расчета временной зависимости напряженности излучаемого средой поля в направлении, обратном направлению распространения возбуждающих импульсов (7), показаны на рис. 5. Как видно, в данном случае в излучении назад ИОП создает пару прямоугольных униполярных импульсов противоположной полярности. Первый прямоугольный импульс имеет отрицательную полярность, тогда как второй – положительную. Расстояние между импульсами определяется протяженностью участка среды, где концентрация частиц постоянна. Длительность прямоугольных импульсов в свою очередь определяется длиной участков среды, где концентрация меняется по линейному закону.

**Многоуровневая среда.** Отклик слоя среды на рис. 5 получен в рамках приближения двухуровневой среды. Однако в силу субцикловой длительности возбуждающих импульсов вышележащие уровни энергии могут существенно влиять на взаимодействие таких предельно коротких импульсов с резонансной средой, таким образом делая двухуровневое приближение неприменимым. Чтобы прояснить роль других энергетических уровней, рассмотрим возбуждение импульсами (7) слоя многоуровневой среды вместо двухуровневой. В частности, мы возьмем 5 нижних уровней атома водорода, соответствующих значению главного квантового числа от 1 до 5. Взаимодействие пятиуровневой среды с полем возбуждающих импульсов описывается с помощью уравнений для амплитуд связанных состояний, которые имеют вид [39]:

$$\psi(\mathbf{r},t)=\sum_{n=1}^{5}a_n(t)\psi_n(\mathbf{r})e^{-\frac{iE_nt}{\hbar}},$$

$$\dot{a}_n(t)=\frac{i}{\hbar}\sum_{n=1}^{5}d_{nm}a_m(t)E(t)e^{i\omega_{nm}t}, \tag{11}$$

$$\omega_{nl}=\frac{E_n-E_l}{\hbar},$$

где $a_n(t)$ – амплитуды разложения волновой функции атома по собственным волновым функциям $\psi_n(\mathbf{r})$, $\omega_{nm}$ – частоты переходов между уровнями $n$ и $m$ соответственно, а $d_{nm}$ – соответствующие им дипольные моменты. Поляризация среды определяется с использованием решения уравнений (11) следующим выражением:

$$P(z,t)=N_0\sum_{n=1}^{5}d_{nm}a_n(t)a_m^*(t)e^{i\omega_{nm}t}+\text{c.c.}, \tag{12}$$

где $N_0$ – объемная концентрация атомов. Параметры многоуровневой резонансной среды, использовавшиеся в расчетах, приведены в табл. 2. Параметры возбуждающих импульсов, а также толщина слоя среды и объемная концентрация атомов были теми же, что и в табл. 1.

Эволюция ИОП в слое многоуровневой среды с трапецеидальной зависимостью концентрации от координаты показана на рис. 6. Как видно, динамика пространственного распределения поляризации среды в целом идентична случаю двухуровневой среды на рис. 4, но из-за вклада вышележащих уровней энергии возникают более интенсивные остаточные осцилляции поляризации среды вслед за ИОП.

На рисунке 7 представлены результаты расчета временной зависимости напряженности электрического поля, излученного слоем рассматриваемой многоуровневой среды. Вновь, как и на рис. 5, мы получаем пару прямоугольных униполярных импульсов разной полярности. Из сравнения рис. 5 и 7 видно, что форма и длительность получаемых импульсов практически не претерпевают изменений при учете большего числа энергетических уровней в резонансной среде. Основные отличия сводятся к появлению дополнительных осцилляций из-за вклада вышележащих уровней в поляризацию среды (12),

**Таблица 1.** Параметры многоуровневой резонансной среды

| | |
|---|---|
| Частота перехода 12 в атоме водорода (длина волны перехода) | $\omega_{12} = 1.55 \cdot 10^{16}$ рад/с ($\lambda_{12} = 121.6$ нм) |
| Дипольный момент перехода 12 | $d_{12} = 3.27$ Д |
| Частота перехода 13 в атоме водорода (длина волны перехода) | $\omega_{13} = 1.84 \cdot 10^{16}$ рад/с ($\lambda_{13} = 102.6$ нм) |
| Дипольный момент перехода 13 | $d_{13} = 1.31$ Д |
| Частота перехода 14 в атоме водорода (длина волны перехода) | $\omega_{14} = 1.94 \cdot 10^{16}$ рад/с ($\lambda_{14} = 97.3$ нм) |
| Дипольный момент перехода 14 | $d_{14} = 0.77$ Д |
| Частота перехода 15 в атоме водорода (длина волны перехода) | $\omega_{15} = 1.98 \cdot 10^{16}$ рад/с ($\lambda_{15} = 95.0$ нм) |
| Дипольный момент перехода 15 | $d_{15} = 0.53$ Д |
| Частота перехода 23 в атоме водорода (длина волны перехода) | $\omega_{23} = 2.87 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda_{23} = 656.6$ нм) |
| Дипольный момент перехода 23 | $d_{23} = 12.63$ Д |
| Частота перехода 24 в атоме водорода (длина волны перехода) | $\omega_{24} = 3.88 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda_{24} = 486.1$ нм) |
| Дипольный момент перехода 24 | $d_{24} = 4.85$ Д |
| Частота перехода 25 в атоме водорода (длина волны перехода) | $\omega_{25} = 4.34 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda_{25} = 434.1$ нм) |
| Дипольный момент перехода 25 | $d_{25} = 2.83$ Д |
| Частота перехода 34 в атоме водорода (длина волны перехода) | $\omega_{34} = 1.01 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda_{34} = 1875.1$ нм) |
| Дипольный момент перехода 34 | $d_{34} = 29.33$ Д |
| Частота перехода 35 в атоме водорода (длина волны перехода) | $\omega_{35} = 1.47 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda_{35} = 1281.8$ нм) |
| Дипольный момент перехода 35 | $d_{35} = 10.76$ Д |
| Частота перехода 45 в атоме водорода (длина волны перехода) | $\omega_{45} = 4.63 \cdot 10^{14}$ рад/с ($\lambda_{45} = 4067.2$ нм) |
| Дипольный момент перехода 45 | $d_{45} = 29.93$ Д |

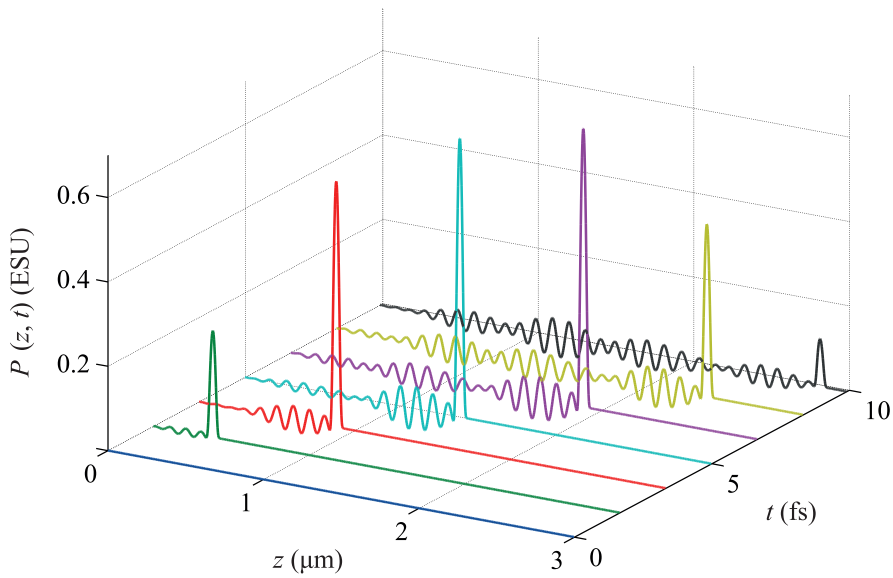


Рис. 6. (Цветной онлайн) Эволюция пространственного распределения поляризации среды с течением времени для случая неоднородного слоя многоуровневой среды с трапециевидным профилем концентрации резонансных атомов

которые искажают форму генерируемых импульсов (см. также [38]).

**Аналитическое описание излучения ИОП в неоднородной среде.** Рассмотренная выше ситуация может быть описана аналитически для случая уединенного импульса поляризации, нарастающего по мере продвижения в пространстве. Известно аналитическое решение одномерного волнового уравнения (1), которое имеет вид [43]:

$$E_{\rm rad}(z,t) = -\frac{2\pi}{c}\int\limits_{z_1}^{z_2} \frac{\partial P}{\partial t}\left(z', t - \frac{|z-z'|}{c}\right) dz', \quad (13)$$

где пространственное интегрирование осуществляется по всей толщине слоя. Согласно этому выражению поле, излучаемое частицами среды в рассматриваемой одномерной геометрии, пропорционально первой производной по времени от поляризации среды. Производная же от полуволны поляризации может

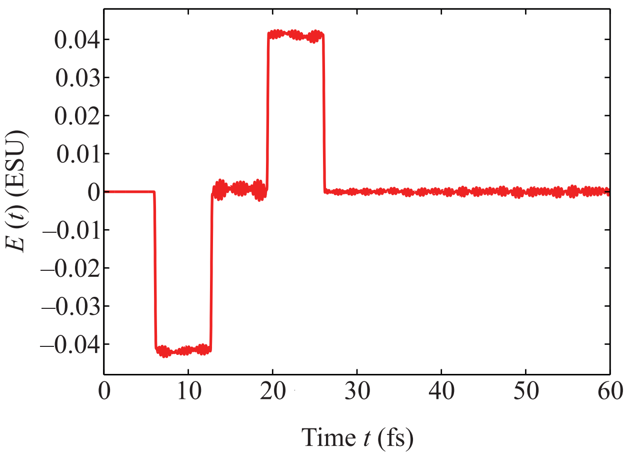


Рис. 7. (Цветной онлайн) Временная зависимость поля, излучаемого слоем 5-уровневой среды, в виде пары прямоугольных униполярных импульсов противоположной полярности

быть достаточно точно описана как один период гармонической функции. Таким образом, мы будем для простоты полагать, что каждый бесконечно тонкий слой атомов толщины $\delta z$ внутри протяженного слоя на рис. 1 излучает одноцикловый гармонический импульс вида:

$$e(z,t) = A_0 \sin\omega_{12}\left(t - \frac{z}{c}\right)\delta z, \quad \frac{z}{c} \le t \le \frac{z}{c} + T_{12},$$

где коэффициент $A_0$ мы будем считать постоянным для всего слоя, что допустимо при достаточно малой концентрации резонансных центров. Если излучение (13) регистрируется детектором или наблюдателем, расположенным слева от слоя (т.е. поле фиксируется в отражении) на удалении от левой границы слоя, равном $D$, то в точке наблюдения излучение имеет вид:

$$\tilde{e}(z, z' = -D, t) = A_0 \sin\omega_{12}\left(t - \frac{z + |z - z'|}{c}\right) dz =$$

$$= A_0 \sin\omega_{12}\left(t - \frac{2z + D}{c}\right) dz,$$

$$\frac{2z + D}{c} \le t \le \frac{2z + D}{c} + T_{12}.$$

Излучение от всего слоя с пространственным профилем концентрации частиц $N(z)$ дается следующим выражением:

$$E(z' = -D, t) = \int_0^L N(z)\tilde{e}(z, z' = -D, t). \qquad (14)$$

Рассмотрим случай, когда концентрация частиц линейно растет, т.е. $N(z) = \kappa z$, что соответствует профилю на рис. 1. Тогда интеграл (14) принимает вид:

$$E(z' = -D, t) = \int_0^L \kappa z \tilde{e}(z, z' = -D, t). \qquad (15)$$

В интервале времени

$$T_{12} + \frac{D}{c} \le t \le \frac{2L + D}{c},$$

т.е. когда оба возбуждающих импульса находятся внутри слоя среды, интеграл (15) приводится к виду:

$$E(z' = -D, t) =$$

$$= \int_{(ct - cT_{12} - D)/2}^{(ct-D)/2} A_0 \kappa z \sin\omega_{12}\left(t - \frac{2zs + D}{c}\right) dz =$$

$$= \frac{\pi A_0 \kappa c^2}{2\omega_{12}^2}, \qquad (16)$$

т.е. электрическое поле не зависит от времени, что соответствует прямоугольному униполярному импульсу, аналогично показанному на рис. 5. В случае трапецеидального профиля концентрации, помимо участка с линейным нарастанием концентрации в левой части слоя, имеется аналогичный участок в правой части слоя с линейным убыванием концентрации. В этом случае интеграл (14) принимает вид, полностью аналогичный интегралу (16), с отличием лишь в знаке получаемого поля. На участке, где концентрация не меняется, излучения, идущего назад, нет. Таким образом, при возбуждении слоя среды с трапецеидальным профилем концентрации резонансных атомов аналитически показано, что излучаемое поле представляет собой пару униполярных прямоугольных импульсов равной амплитуды, но противоположной полярности, следующих с временной задержкой между ними, прямо пропорциональной толщине центральной части слоя с постоянной концентрацией, что соответствует результатам численного моделирования для ИОП.

**Заключение.** В работе аналитически и численно исследовано излучение гипотетического объекта – уединенного импульса поляризации, перемещающегося в пространстве со скоростью света, а также получение подобного объекта в виде импульса остановленной поляризации в двухуровневой и многоуровневой резонансной среде.

Показано, что в таких ситуациях создаваемое импульсом поляризации излучение накапливается в пределах его локализации. Если амплитуда импульса поляризации меняется в процессе движения, то в направлении назад возникает излучение. При линейном нарастании (уменьшении) амплитуды импульса поляризации напряженность поля в излучении назад имеет вид прямоугольного униполярного импульса, длительность которого равна времени, в течение которого происходит нарастание (уменьшение) амплитуды импульса поляризации. Стоит отметить, что полученные нами импульсы соответствуют оптическому диапазону, тогда как ранее униполярные импульсы прямоугольной формы были получены лишь в радио- и терагерцовом частотных диапазонах.

Отметим, что рассмотрение таких объектов, как уединенный импульс поляризации, стало актуальным в связи с прогрессом фотоники сверхкоротких и униполярных импульсов [10–16], которая, в принципе, позволяет создавать подобные объекты. Ранее подобные возможности сверхбыстрого управления поляризацией и дипольными моментами в квантовых системах казались практически не доступными и, насколько нам известно, другими авторами не рассматривались.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта 21-72-10028.

---


1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Том 1. Механика*, Наука, М. (1988) [L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Mechanics. Vol. 1*, 3rd ed., Butterworth-Heinemann, Oxford (1976)].
2. Б. М. Болотовский, В. Л. Гинзбург, УФН **106**, 577 (1972) [B. M. Bolotovskii and V. L. Ginzburg, Sov. Phys.-Uspekhi **15**, 184 (1972)].
3. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ **42**, 1360 (1962) [G. A. Askar'yan, Sov. Phys. JETP **15**, 943 (1962)].
4. В. Л. Гинзбург, *Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы*, 3-е изд., Наука, М. (1987) [V. L. Ginzburg, *Theoretical physics and astrophysics*, Pergamon Press Ltd (1979), ch. VIII, p. 171.
5. Б. М. Болотовский, В. П. Быков, УФН **160**, 141 (1990) [B. M. Bolotovskii and V. P. Bykov, Sov. Phys.-Uspekhi **33**, 477 (1990)].
6. M. I. Bakunov, A. V. Maslov, and S. B. Bodrov, Phys. Rev. B **72**, 195336 (2005).
7. Б. М. Болотовский, А. В. Серов, УФН **175**, 943 (2005) [B. M. Bolotovskii and A. V. Serov, Phys.-Uspekhi **48**, 903 (2005)].
8. R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov, I. V. Babushkin, M. V. Arkhipov, Yu. A. Tolmachev, and N. N. Rosanov, J. Opt. Soc. Am. B **33**, 2518 (2016).
9. A. V. Pakhomov, R. M. Arkhipov, I. V. Babushkin, M. V. Arkhipov, Yu. A. Tolmachev, and N. N. Rosanov, Phys. Rev. A **95**, 013804 (2017).
10. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).
11. G. Mourou, Rev. Mod. Phys. **91**, 030501 (2019).
12. K. Midorikawa, Nat. Photonics **16**, 267 (2022).
13. M. T. Hassan, T. T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A. M. Zheltikov, V. Pervak, F. Krausz, and E. Goulielmakis, Nature **530**, 66 (2016).
14. J. Biegert, F. Calegari, N. Dudovich, F. Quere, and M. Vrakking, J. Phys. B **54**, 070201 (2021).
15. B. Xue, K. Midorikawa, and E. J. Takahashi, Optica **9**, 360 (2022).
16. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, П. А. Образцов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **117**, 10 (2023) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, P. A. Obraztsov, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **117**, 8 (2023)].
17. E. S. Efimenko, S. A. Sychugin, M. V. Tsarev, and M. I. Bakunov, Phys. Rev. A **98**, 013842 (2018).
18. M. V. Tsarev and M. I. Bakunov, Opt. Express **27**, 5154 (2019).
19. I. E. Ilyakov, B. V. Shishkin, E. S. Efimenko, S. B. Bodrov, and M. I. Bakunov, Opt. Express **30**, 14978 (2022).
20. Y. Shou, R. Hu, Z. Gong, J. Yu, J.-e. Chen, G. Mourou, X. Yan, and W. Ma, New J. Phys. **23**, 053003 (2021).
21. H.-C. Wu and J. Meyer-ter Vehn, Nature Photon. **6**, 304 (2012).
22. J. Xu, B. Shen, X. Zhang, Y. Shi, L. Ji, L. Zhang, T. Xu, W. Wang, X. Zhao, and Z. Xu, Sci. Rep. **8**, 2669 (2018).
23. R. Pang, Y. Wang, X. Yan, and B. Eliasson, Phys. Rev. Appl. **18**, 024024 (2022).
24. S. Wei, Y. Wang, X. Yan, and B. Eliasson, Phys. Rev. E **106**, 025203 (2022).
25. Q. Xin, Y. Wang, X. Yan, and B. Eliasson, Phys. Rev. E **107**, 035201 (2023).
26. A. Bogatskaya, E. Volkova, and A. Popov, Plasma Sources Sci. Technol. **30**, 085001 (2021).
27. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, and A. M. Popov, Phys. Rev. E **104**, 025202 (2021).
28. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, and A. M. Popov, Phys. Rev. E **105**, 055203 (2022).
29. V. P. Kalosha and J. Herrmann, Phys. Rev. Lett. **83**, 544 (1999).
30. А. Ю. Пархоменко, С. В. Сазонов, ЖЭТФ **114**, 1595 (1998) [A. Parkhomenko and S. Sazonov, JETP **87**, 864 (1998)].
31. X. Song, W. Yang, Z. Zeng, R. Li, and Z. Xu, Phys. Rev. A **82**, 053821 (2010).
32. V. V. Kozlov, N. N. Rosanov, C. De Angelis, and S. Wabnitz, Phys. Rev. A **84**, 023818 (2011).

33. С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **114**, 160 (2021) [S. Sazonov, JETP Lett. **114**, 132 (2021)].
34. S. Sazonov, Laser Phys. Lett. **18**, 105401 (2021).
35. А. В. Пахомов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов, Р. М. Архипов, Письма в ЖЭТФ **116**, 151 (2022) [A. V. Pakhomov, M. V. Arkhipov, N. N. Rosanov, and R. M. Arkhipov, JETP Lett. **116**, 149 (2022)].
36. A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov, and R. Arkhipov, Phys. Rev. A **106**, 053506 (2022).
37. Р. М. Архипов, А. В. Пахомов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия **131**(1), 77 (2023).
38. A. Pakhomov, N. Rosanov, M. Arkhipov, and R. Arkhipov, submitted. arXiv preprint arXiv:2303.11116.
39. А. Ярив, *Квантовая электроника*, Советское радио, М. (1980) [A. Yariv, *Quantum Electronics*, Wiley, N.Y. (1975)].
40. С. Э. Фриш, *Оптические спектры атомов*, Гос. издат. физ.-мат. лит., М.-Л. (1963).
41. Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия **127**, 960 (2019) [N. N. Rosanov, Optics and Spectroscopy **127**, 1050 (2019)].
42. М. В. Архипов, Р. М. Архипов, Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия **130**, 1216 (2022) [M. V. Arkhipov, R. M. Arkhipov, and N. N. Rosanov, Optics and Spectroscopy **130**, 980 (2022)].
43. M. V. Arkhipov, R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov, I. V. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, and N. N. Rosanov, Opt. Lett. **42**, 2189 (2017).