

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Решетки разности населенностей, создаваемые униполярными импульсами длительностью менее одного периода поля в резонансной среде

Р.М.Архипов, М.В.Архипов, И.Бабушкин, А.В.Пахомов, Н.Н.Розанов

Показана возможность наведения, стирания и сверхбыстрого управления решетками разности населенностей, возникающими при когерентном взаимодействии униполярных импульсов длительностью менее одного периода поля с резонансной средой. При этом для создания решеток не требуется перекрывания импульсов в среде, в чем и состоит существенное отличие предлагаемого подхода от традиционного, в котором для создания решеток используется интерференция двух и более перекрывающихся в среде квазимонохроматических пучков света. Применение таких импульсов позволяет осуществлять более быстрое управление решетками по сравнению со случаем биполярных импульсов, исследованным нами ранее.

Ключевые слова: униполярные оптические импульсы, решетка разности населенностей, резонансные оптические среды.

1. Введение

Получение предельно-коротких импульсов (ПКИ) фемтосекундной и аттосекундной длительности [1–3] создало предпосылки для рождения аттосекундной науки («attosecond science») и позволило исследовать ряд недоступных ранее процессов взаимодействия света с веществом. Например, стало возможным осуществить управление сверхбыстрыми процессами в веществе, такими как управление динамикой волновых пакетов в веществе и т.п., благодаря чему были изучены фундаментальные аспекты строения вещества [4, 5] и осуществлено управление пучками электронов с временным разрешением менее одного периода поля [6]. Получаемые при этом ПКИ являются биполярными, т.е. интеграл от напряженности электрического поля по времени в заданной точке пространства (электрическая площадь импульса) равен нулю. Отдельный интерес в последнее время вызывает получение так называемых униполярных импульсов (УИ) света, т.е. импульсов, у которых электрическая площадь импульса отлична от нуля (см. обзоры [7, 8] и работы [9–18]). Такие импульсы ввиду наличия постоянной со-

ставляющей поля обладают свойством однонаправленного воздействия на электрические заряды: в отличие от случая воздействия биполярного импульса, в рассматриваемом случае переданный заряженной частице механический импульс может быть отличен от нуля, и заряд может продолжить свое движение после окончания действия УИ. Это делает УИ уникальным инструментом для управления динамикой заряженных частиц и их ускорения таким полем.

Традиционно считается, что УИ не могут быть получены, так как источник излучаемого поля – ускорение связанной системы зарядов – всегда является биполярным. Однако, как показывает анализ, в ряде ситуаций, включающих одномерный случай, УИ могут быть сформированы, например, при отражении импульса длительностью в один период поля от тонкой металлической (или диэлектрической) пленки [19]. Существуют также солитонные решения уравнений нелинейной оптики в виде УИ (см. обзор [7] и ссылки в нем).

Недавно, в работах [20, 21], был предсказан один необычный аспект взаимодействия биполярных ПКИ с резонансно-поглощающей средой. Он заключается в возможности наведения, стирания и мультиплицирования (сверхбыстрого управления) пространственной частоты решеток поляризации и разности населенностей с помощью ПКИ, которые не перекрываются в среде. При этом существенно, что перекрывания импульсов не требуется только при когерентном взаимодействии ПКИ с резонансными средами, когда длительность импульса τ_p меньше времен релаксации разности населенностей T_1 и поляризации T_2 , $\tau_p \ll T_1, T_2$ [22]. В традиционном же подходе для создания решеток требуется перекрытие двух и более интерферирующих пучков в пространстве [23]. Дифракция света на созданных таким образом светоиндуцированных решетках находит обширные применения в спектроскопии и нелинейной оптике [23]. При когерентном взаимодействии управление и создание решеток происходит в результате взаимодействия с волной резонансной поляризации, созданной предыдущим импульсом [20, 21].

Р.М.Архипов, М.В.Архипов. Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 199034 С.-Петербург, Университетская наб., 7/9; e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com

I.Babushkin. Max Born Institute 10117, Berlin, Germany; Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover, 30167, Hannover, Germany

А.В.Пахомов. Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П.Королева, Россия, 443086 Самара, Московское ш., 34; Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 443011 Самара, ул. Ново-Садовая, 221

Н.Н.Розанов. АО «ГОИ им. С.И. Вавилова», Россия, 199053 С.-Петербург, Кадетская л., 5, корп. 2; Университет ИТМО, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49; Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26

Поступила в редакцию 25 марта 2017 г., после доработки – 1 мая 2017 г.

Отметим, что возможность создания решеток населенностей при когерентном взаимодействии с резонансной средой с помощью последовательности не перекрывающихся в среде импульсов была продемонстрирована экспериментально в наносекундном диапазоне еще в первых экспериментах по фотонному эху [24–26]. Однако «когерентный механизм» создания решеток был забыт и не нашел применений в оптике.

В предыдущих исследованиях [20, 21] возбуждающие импульсы полагались биполярными. Помимо упомянутых выше достоинств, УИ длительностью менее чем один период поля (субцикловые) содержат одну полуволну поля и обладают меньшей длительностью, чем биполярные ПКИ. Данное обстоятельство позволит создавать решетки и управлять ими на временных масштабах порядка половины периода колебаний световой волны, что существенно быстрее, чем в случае биполярных импульсов. Однако для субцикловых импульсов не определено понятие несущей частоты, и типичные представления о резонансном когерентном взаимодействии света с веществом оказываются неприменимы [27–31]. Например, нарушается теорема площадей Мак-Колла и Хана, и становится не применимо понятие площади импульса. Поэтому в настоящей работе изучается возможность создания решеток при когерентном взаимодействии униполярных импульсов длительностью менее одного периода поля с резонансно-поглощающей средой. Показана возможность существования решеток, несмотря на кажущиеся ограничения. Изученный эффект может применяться для создания сверхбыстрых дефлекторов лазерного излучения и сверхбыстрых оптических переключателей и развивает предложенную в недавнем обзоре [32] новую концепцию устройств когерентной фотоники («coherent photonic devices»), т. е. устройств нелинейной фотоники, оперирующих в режиме когерентного взаимодействия света с веществом.

2. Результаты численного моделирования

Для изучения возможности создания решеток поляризации и разности населенностей в резонансной среде последовательностью УИ длительностью менее одного периода поля применялась система уравнений Максвелла–Блоха. Ввиду малой длительности возбуждающих импульсов в ней не используются приближения медленно меняющихся амплитуд и вращающейся волны. Данная система уравнений имеет следующий вид [22, 33, 34]:

$$\frac{d\rho_{12}(z, t)}{dt} = -\frac{\rho_{12}(z, t)}{T_2} + i\omega_0\rho_{12}(z, t) - \frac{i}{\hbar}d_{12}E(z, t)n(z, t), \quad (1)$$

$$\frac{dn(z, t)}{dt} = -\frac{n(z, t) - n_0(z)}{T_1} + \frac{4i}{\hbar}d_{12}E(z, t)\text{Im}\rho_{12}(z, t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P(z, t)}{\partial t^2}, \quad (3)$$

$$P(z, t) = 2N_0d_{12}\text{Re}\rho_{12}. \quad (4)$$

Среда рассматривалась в двухуровневом приближении. Уравнения (1), (2) описывают эволюцию недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{12} и разности между диагональными элементами матрицы плотности n ,

имеющей смысл разности населенности (инверсии) между основным и возбужденным состоянием двухуровневой системы. Резонансный переход считается однородно уширенным. Как показывают численные расчеты, учет дополнительных уровней среды [10–13] и неоднородного уширения [11, 13, 35–38] не приводит к существенному изменению основных особенностей когерентного распространения предельно коротких импульсов в резонансных средах.

Распространение импульсов с электрическим полем $E(t)$ в среде описывается волновым уравнением (3), которое содержит поляризацию среды $P(t)$, определяемую выражением (4). Она связана с недиагональным элементом матрицы плотности ρ_{12} . Остальные параметры системы уравнений: ω_0 – частота резонансного перехода среды; d_{12} – дипольный момент перехода; n_0 – разность населенностей в отсутствие электрического поля ($n_0 = 1$ для поглощающей среды); c – скорость света в вакууме; \hbar – приведенная постоянная Планка; N_0 – концентрация двухуровневых атомов. Система уравнений Максвелла–Блоха (1)–(3) интегрировалась численно. Уравнения Блоха для матрицы плотности (1), (2) решались методом Рунге–Кутты 4-го порядка, волновое уравнение (3) решалось методом конечных разностей.

Последовательность возбуждающих УИ имела гауссову форму:

$$E_i(t) = \sum_{i=1}^N E_0 \exp\left(-\frac{[t - \tau_i]^2}{\tau_p^2}\right). \quad (5)$$

Здесь τ_i – задержка i -го импульса по отношению к первому импульсу, а N – число возбуждаемых импульсов. Задержки между импульсами τ_i подбирались таким образом, чтобы импульсы не перекрывались в среде. Амплитуда всех импульсов E_0 бралась одинаковой и равной E_0 .

На рис.1 показаны зависимости поляризации и разности населенностей, созданных последовательностью УИ (5), практически не перекрывающихся в среде. Число возбуждающих импульсов $N = 3$. Амплитуда импульсов была подобрана так, чтобы первый импульс действовал, как $\pi/2$ -импульс. Такой импульс оставляет после себя среду с нулевым значением инверсии. Параметры расчета имели следующие значения: длина волны резонансного перехода $\lambda_0 = 700$ нм (период собственных колебаний $T_0 = \lambda_0/c = 2.33$ фс), $d_{12} = 20$ Д, $N_0 = 1.5 \times 10^{14}$ см⁻³, длина среды порядка $4\lambda_0$, $T_1 = T_2 = 1$ нс, амплитуда УИ накачки $E_0 = 9.55 \times 10^4$ ед. СГСЭ, длительность каждого импульса $\tau_p = 0.38$ фс ($T_0/6$). Значения дипольных моментов в десятки дебай типичны для квантовых точек. Времена релаксации T_2 в квантовых точках также могут достигать единиц нс при низких температурах [39].

Результаты численного моделирования показали следующую динамику системы. Первый $\pi/2$ -импульс распространялся слева направо по среде и оставлял после себя среду с нулевым значением инверсии (рис.1,а) и бегущую волну поляризации (рис.1,б). Второй импульс имел полярность, противоположную первому, и посылался в среду справа налево с некоторой задержкой относительно первого, после того как первый импульс покинул среду. Величина этой задержки существенно меньше времен релаксации в среде. Поэтому поляризация, наведенная предыдущим импульсом, не успевает затухнуть к момен-

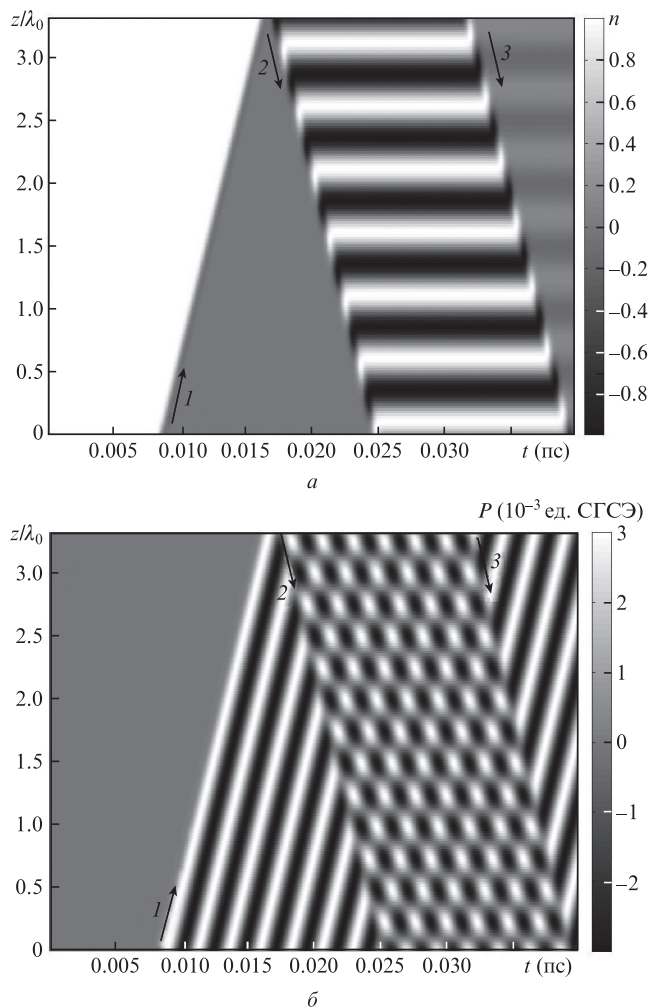


Рис.1. Изменение инверсии (а) и поляризации (б) под действием последовательности из трех униполярных импульсов длительностью менее одного периода поля 1, 2 и 3. Стрелки указывают направление распространения. Параметры расчета см. в тексте.

ту прихода следующего импульса (см. рис.1, на котором показаны моменты времени, в которые импульс появляется в среде). В результате интерференции второго импульса с волной поляризации, созданной первым импульсом, в среде возникла решетка разности населенностей с периодом, равным половине длины волны резонансного перехода $\lambda_0/2$. Поляризация среды имела вид стоячей волны (рис.1.б). При этом третий импульс, распространяющийся справа налево за вторым импульсом с некоторой задержкой, стирает наведенную решетку (рис.1.а) и возвращает систему в состояние с нулевой инверсией. Данный процесс может быть продолжен путем увеличения числа возбуждающих импульсов. Упомянутое явление наблюдается в широком диапазоне параметров системы и среды. Единственное ограничение на существование решеток накладывают времена релаксации среды T_1 и T_2 .

3. Заключение

Таким образом, в работе впервые предсказана возможность наведения и стирания решеток разности населенностей в резонансно-поглощающей среде с помощью последовательности униполярных импульсов длительностью менее одного периода поля. При этом взаимодействие УИ со средой когерентное и не требуется перекры-

тия импульсов в среде для создания решеток в отличие от традиционного подхода.

Исследованный эффект может применяться для создания сверхбыстрых дефлекторов лазерного излучения, оптических переключателей и брэгговских решеток. Бегущие волны поляризации среды могут рассматриваться как релятивистские зеркала и служить для преобразования частоты отраженных импульсов [40], поскольку такие зеркала могут двигаться с релятивистской скоростью, в отличие от «материальных» зеркал. Исследованный эффект может наблюдаться в газах и в квантовых точках. Для последних характерно наличие больших значений дипольных моментов перехода (десятки дебай) и времен релаксации поляризации при низких температурах (единицы нс) [39].

Исследование формирования решеток поляризации и разности населенностей в резонансной среде под действием импульсов длительностью менее одного периода поля поддержано РФФ (грант №17-19-01097). Исследование использования бегущих решеток поляризации среды в качестве релятивистских зеркал поддержано РФФИ (грант №16-02-00762).

1. Krausz F., Ivanov M. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 163 (2009).
2. Manzoni C. et al. *Laser Photonics Rev.*, **9**, 129 (2015).
3. Calegari F. et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **49**, 062001 (2016).
4. Gallmann L., Cirelli C., Keller U. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, **63**, 447 (2012).
5. Ramasesha K., Leone S.R., Neumark D.M. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, **67**, 41 (2016).
6. Kozak M., McNeur J., Leedle K.J., et al. *Nat. Commun.*, **8**, 1 (2017).
7. Архипов Р.М., Пахомов А.В., Архипов М.В., Бабушкин И., Толмачев Ю.А., Розанов Н.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **105** (6), 388 (2017) [*JETP Lett.*, **105** (6), 408 (2017)].
8. Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Babushkin I., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. *Laser Phys.*, **27** (5), 053001 (2017).
9. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **83** (7), 337 (2006) [*JETP Lett.*, **83** (7), 279 (2006)].
10. Розанов Н.Н., Семенов В.Е., Высотина Н.В. *Квантовая электроника*, **38** (2), 137 (2008) [*Quantum Electron.*, **38** (2), 137 (2008)].
11. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е. *Оптика и спектроскопия*, **106** (5), 793 (2009) [*Opt. Spectrosc.*, **106** (5), 713 (2009)].
12. Kozlov V., Rosanov N.N., Angelis C.D., Wabnitz S. *Phys. Rev. A*, **84**, 023818 (2011).
13. Розанов Н.Н. *Диссипативные оптические солитоны. От микроскопа нано- и атто-* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011, гл. 17).
14. Архипов Р.М. *Оптика и спектроскопия*, **120** (5), 802 (2016) [*Opt. Spectrosc.*, **120** (5), 756 (2016)].
15. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Belov P.A., Tolmachev Yu.A., Babushkin I. *Laser Phys. Lett.*, **13** (4), 046001 (2016).
16. Pakhomov A.V., Arkhipov R.M., Babushkin I.V., Arkhipov M.V., Rosanov N.N. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 126001 (2016).
17. Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Babushkin I.V., Arkhipov M.V., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **33** (12), 2518 (2016).
18. Pakhomov A.V., Arkhipov R.M., Babushkin I.V., Arkhipov M.V., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. *Phys. Rev. A*, **95**, 013804 (2017).
19. Arkhipov M.V., Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Babushkin I.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. *Opt. Lett.*, **42** (11), 2189 (2017).
20. Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И., Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **121** (5), 810 (2016) [*Opt. Spectrosc.*, **121** (5), 758 (2016)].
21. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. *Opt. Lett.*, **41**, 4983 (2016).
22. Аллен Л., Эберли Дж. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М.: Мир, 1978).

23. Eichler H.J., Günter E., Pohl D.W. *Laser-Induced Dynamic Gratings* (Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer-Verlag, 1981).
24. Abella I.D., Kurnit N.A., Hartmann S.R. *Phys. Rev.*, **141**, 391 (1966).
25. Штырков Е.И., Лобков В.С., Ярмухаметов Н.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **27** (12), 685 (1978).
26. Штырков Е.И. *Оптика и спектроскопия*, **114** (1), 105 (2013) [*Opt. Spectrosc.*, **114** (1) 96 (2013)].
27. Hughes S. *Phys. Rev. Lett.*, **81** (16), 3363 (1998).
28. Xiao J., Wang Z., Xu Z. *Phys. Rev. A*, **65**, 031402 (2002).
29. Tarasishin A.V., Magnitskii S.A., Zheltikov A.M. *Opt. Commun.*, **193**, 187 (2001).
30. Tarasishin A.V., Magnitskii S.A., Shuvaev V.A., Zheltikov A.M. *Opt. Express*, **8**, 452 (2001).
31. Novitsky D.V. *Phys. Rev. A*, **86**, 063835 (2012).
32. Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Бабушкин И., Розанов Н.Н. *Оптика и спектроскопия*, **122** (6), 993 (2017) [*Opt. Spectrosc.*, **122** (6), 949 (2017)].
33. Ярив А. *Квантовая электроника* (М.: Сов. радио, 1980).
34. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика* (М.: Наука, 2004).
35. McCall S.L., Hahn E.L. *Phys. Rev.*, **183**, 457 (1969).
36. Крюков П.Г., Летохов В.С. *УФН*, **99**, 169 (1969) [*Sov. Phys. Usp.*, **12**, 641 (1970)].
37. Kozlov V.V., Rosanov N.N., Wabnitz S. *Phys. Rev. A*, **84** (5), 053810 (2011).
38. Kozlov V.V., Rosanov N.N. *Phys. Rev. A*, **87**, 043836 (2013).
39. Bayer M., Forchel A. *Phys. Rev. B*, **65**, 041308 (2002).
40. Буланов С.В., Есиркепов Т.Ж., Кандо М., Пирожков А.С., Розанов Н.Н. *УФН*, **183**, 449 (2013) [*Phys. Usp.*, **56**, 429 (2013)].