

СВЕРХБЫСТРОЕ СКАНИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫМИ РЕЗОНАНСНЫМИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИМИ СТРУКТУРАМИ

М.В. Архипов<sup>1</sup>, Р.М. Архипов<sup>1,2</sup>, С.Н. Багаев<sup>3</sup>, В.С. Егоров<sup>1</sup>,  
И.А. Чехонин<sup>1</sup>, М.А. Чехонин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет

<sup>2</sup>Weierstrass Institute for Applied Analysis and Stochastics, Leibniz Institute  
in Forschungsverbund Berlin e.V, Berlin, Germany

<sup>3</sup>ИЛФ СО РАН, 630090, Новосибирск

arkhipov@wias-berlin.de

Для решения различных задач передачи и обработки информации необходимо с большой скоростью изменять направление распространения лазерного излучения в пространстве. Задача быстрого углового сканирования лазерных пучков является одной из наиболее сложных проблем управления характеристиками лазерного излучения [1]. В настоящее время широко применяются зеркальные и акусто-оптические дефлекторы когерентного излучения. По порядку величины отношение угла отклонения  $\alpha$  к времени установления  $\tau$  составляет для них  $90^\circ/10^{-4}$  с и  $2^\circ/10^{-6}$  с соответственно.

Возникает естественный вопрос, как повысить скорость углового сканирования. Подход с использованием резонансных сред кажется нам перспективным. Могут использоваться резонансные среды на основе атомов, молекул, экситонов и квантовых точек. Лазерное излучение способно быстро менять поляризацию среды и заселенности уровней в этих средах. Величина отношения угла отклонения  $\alpha$  к времени установления может достигнуть  $10^\circ/10^{-11}$  с, что значительно превосходит скорость сканирования зеркальных и акусто-оптических дефлекторов.

Работа предлагаемого нами когерентного дефлектора основана на *последовательном во времени* возбуждении нелинейных пространственных гармоник поляризации  $P(t, x)$  и разности заселенностей  $N(t, x)$  в слое, который заполнен резонансным веществом.

В первом случае эти периодические структуры могут быть использованы для воздействия на другой пучок (см. Рис. 1а). Во втором – лазерный пучок накачки меняет направление распространения в результате самодифракции (см. Рис. 1б).

Для реализации эффекта углового сканирования возбуждение слоя резонансного вещества предлагается производить импульсом лазерного поля с поперечным периодическим пространственным профилем в виде “пилообразной” функции  $E(t, x) = \varepsilon(t) \text{saw}(x)$  с периодом  $\Delta$ . График единичной функции  $\text{saw}(x)$  приведен на Рис. 2.

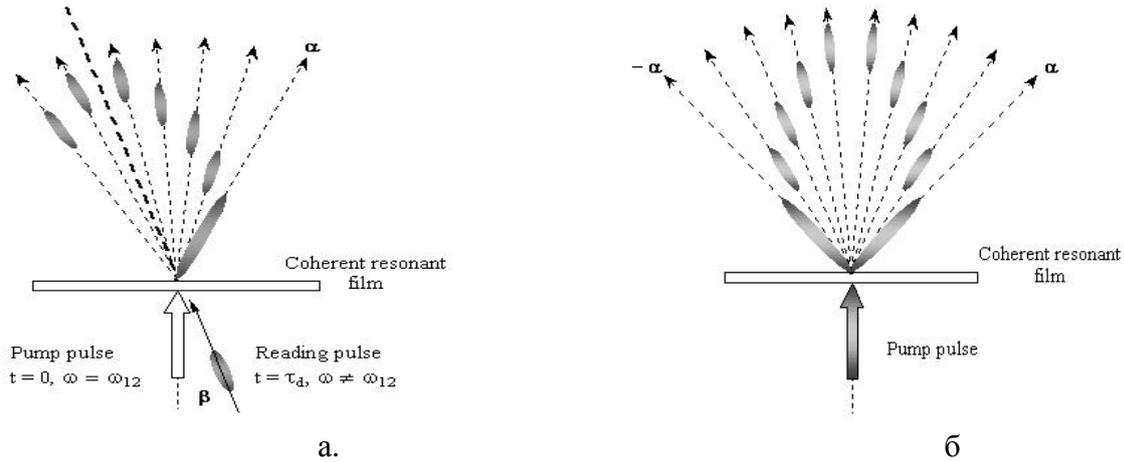


Рис. 1. Динамика углового распределения дифракционных волн пробного импульса в дальней зоне (а). Динамика углового распределения излучения при самодифракции импульса накачки в дальней зоне (б).

Формирование импульса с «пилообразным» поперечным распределением амплитуды  $E(t, x) = \varepsilon(t)saw(x)$  может быть реализовано в простом устройстве, показанном на Рис. 2.

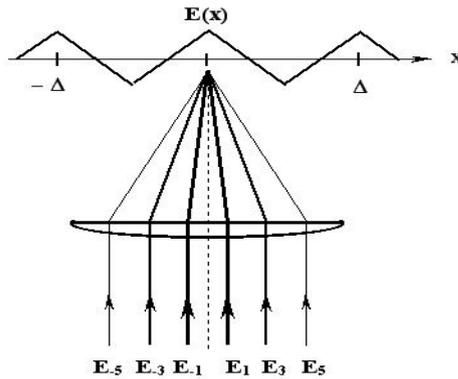


Рис. 2. Фурье-синтез поперечного распределения поля  $E(t, x) = \varepsilon(t)saw(x)$   
Соотношение амплитуд волн -  $E_{-1}:E_{-3}:E_{-5}:E_1:E_3:E_5 = 0.8106: 0.0901: 0.0324: 0.0165$ .

Для расчета динамики разности заселенностей  $N(t, x) = N_0 w(t, x)$  и поляризации среды  $P(t, x) = d_{12} N_0 (u(t, x) + i v(t, x))$  под действием периодически меняющейся в пространстве амплитудой поля  $E(t, x) = \varepsilon(t)saw(x)$  используются оптические уравнения Блоха для двухуровневых атомов [2]:

$$\frac{d}{dt} u(t, x) = -\Delta\omega \cdot v(t, x) - \frac{1}{T_2} \cdot u(t, x) \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} v(t, x) = \Delta\omega \cdot u(t, x) - \frac{1}{T_2} \cdot v(t, x) + \Omega_R(t, x) \cdot w(t, x) \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} w(t, x) = -\frac{1}{T_1} \cdot (w+1) - \Omega_R(t, x) \cdot v(t, x) \quad (3)$$

Здесь  $N_0$  - концентрация частиц в слое,  $u(t, x)$ ,  $v(t, x)$  – синфазная и квадратурная с внешним полем компоненты поляризации слоя,  $w(t, x)$  – разность заселенностей,  $\Delta\omega$  – частотная расстройка между частотой поля и частотой перехода  $\omega_{12}$  двухуровневых частиц,  $d_{12}$  – дипольный момент перехода,  $T_1$  – время релаксации разности заселенностей,  $T_2$  – время релаксации поляризации,  $\Omega_R(t, x) = d_{12}E(t, x)/\hbar$  – частота Раби поля накачки.

В частном случае, когда отстройка  $\Delta\omega = 0$  и отсутствует релаксация ( $T_1 = T_2 = \infty$ ), система уравнений (1)–(3) решается аналитически с помощью введения локальной “площади” импульса  $\Theta(t, x)$  [3]:

$$\Theta(t, x) \equiv \frac{d_{12}}{\hbar} \cdot \int_{-\infty}^t E(t', x) dt' \quad (4)$$

Решение позволяет получить выражения для разности заселенностей в единице объема  $N(t, x)$  и поляризации среды  $P(t, x)$ , которые имеют вид (см. [2-3]):

$$P(t, x) = d_{12}N_0 \sin(\Theta(t, x)) = d_{12}N_0 \sin(\Theta(t) \text{saw}(x)) \quad (5)$$

$$N(t, x) = N_0 \cos(\Theta(t, x)) = N_0 \cos(\Theta(t) \text{saw}(x)) \quad (6)$$

Очевидно, что текущая площадь импульса  $\Theta(t)$  играет роль *динамической пространственной частоты решетки* поляризации и разности заселенностей в выражениях (5) и (6). Таким образом, следует ожидать появления излучения различных порядков дифракции с задержкой по времени (Рис. 1a и 1b).

Пространственный спектр Фурье резонансной поляризации  $P(t, x)$  содержит нечетные гармоники волнового вектора решетки  $|Q| = 2\pi/\Delta$ :  $Q_n = (2n+1)Q$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$  – целое число. Каждая из гармоник поляризации  $P_n(t)$  поочередно во времени излучает в дальней зоне электромагнитную волну под углом, определяемым условием Вавилова-Черенкова:  $\alpha_n = \arcsin(|Q_n|/k)$ , где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновой вектор волны.

Величина предельного угла  $\alpha$  развертки лазерного пучка определяется только полной “площадью” импульса  $\Theta_\infty = \Theta(t \rightarrow \infty)$ :  $\alpha = \arcsin(2\Theta_\infty|Q|/\pi k)$ .

На Рис. 3 приведена эволюция пространственного спектра Фурье поляризации  $P(t, x)$  для гауссового импульса накачки  $\varepsilon(t) = E_0 \exp(-t^2/\tau^2)$  при  $\tau = 25$  пс и полной «площади» импульса  $\Theta_\infty = 19.5 \pi$ .

Эффект когерентной угловой развертки был также исследован в общем случае с помощью численного решения уравнений Блоха (1)–(3) для  $\Delta\omega \neq 0$  и конечных времен релаксации  $T_1$  и  $T_2$ .

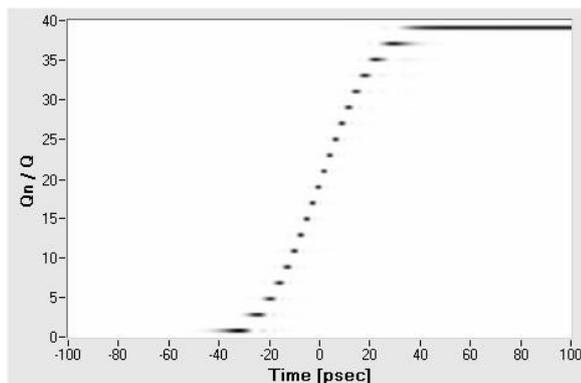


Рис. 3. Последовательное во времени излучение гармоник поляризации  $P_n(t)$  и резонансного слоя с волновыми векторами  $Q_n = (2n + 1)Q$ ; ( $\Delta\omega = 0$ ,  $T_1 = T_2 = \infty$ ).

Показано, что выбор конечного числа волн  $n$ , формирующих «пилообразный» профиль  $E(t, x)$  (см. Рис. 2) слабо влияет на амплитуды высоких порядков дифракции с предельным углом  $\alpha$ . Наибольшее влияние на уменьшение амплитуды волны с углом развертки  $\alpha$  оказывает расстройка  $\Delta\omega$ , а также конечные времена релаксации  $T_1$  и  $T_2$ .

Рассмотренные решения не учитывают изменений импульса накачки при распространении в протяженной резонансной среде. В общем случае необходимо учитывать конечную толщину слоя и дифракцию излучения. Нами было выполнено численное моделирование с использованием системы уравнений Максвелла-Блоха, описывающими поведение медленно меняющихся амплитуд электрического поля импульса накачки, поляризации и разности заселенностей в протяженной, двухуровневой резонансной среде.

Результаты численного моделирования показывают, что учет дифракции при распространении поля накачки приводит к частичному «размыванию» пространственно-периодических структур  $P(t, x)$  и  $N(t, x)$  с увеличением толщины слоя. Поэтому, наилучшие результаты могут быть получены в тонких слоях с большими временами релаксации  $T_1$  и  $T_2$ .

Данная работа частично выполнена при поддержке европейского проекта EU FP ITN PROPNET (Grant No. 264687).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Sarantos С.Н., Heebner J.E. // Opt.Lett. 2010, Vol.35, No. 9, P. 1389.
2. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы, М.: Мир, 1978.
3. Егоров В.С., Чехонин И.А. // ЖТФ. 1986. 56, № 3, с. 572.