

СВЕРХБЫСТРОЕ СКАНИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫМИ РЕЗОНАНСНЫМИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИМИ СТРУКТУРАМИ

М.В. Архипов¹, Р.М. Архипов^{1,2}, С.Н. Багаев³, В.С. Егоров¹,
И.А. Чехонин¹, М.А. Чехонин¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет

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

³ИЛФ 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 α к времени установления τ 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 α 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 Δ . График единичной функции $\text{saw}(x)$ приведен на Рис. 2.

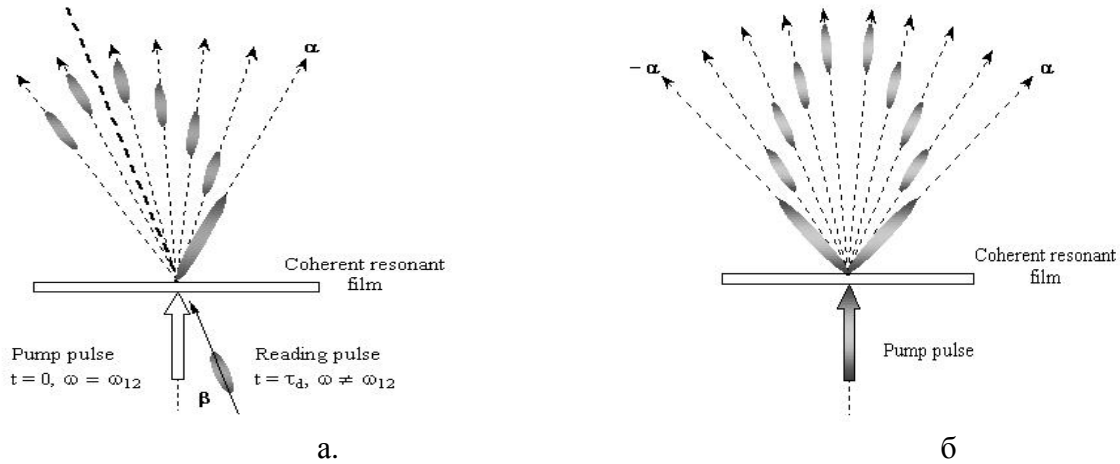


Рис. 1. Динамика углового распределения дифракционных волн пробного импульса в дальней зоне (а). Динамика углового распределения излучения при самодифракции импульса накачки в дальней зоне (б).

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

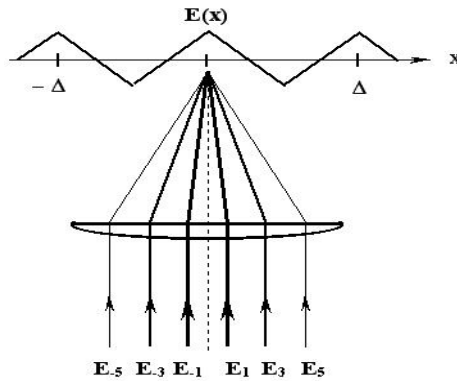


Рис. 2. Фурье-синтез поперечного распределения поля $E(t, x) = \varepsilon(t)saw(x)$
Соотношение амплитуд волн - $E_{-5}:E_{-3}:E_{-1}:E_1:E_3:E_5 = 0.8106: 0.0901: 0.0324: 0.0165$.

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 ω_{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 α 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 .

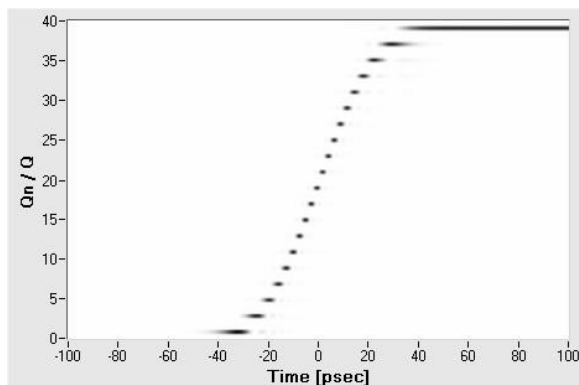


Рис. 3. Последовательное во времени излучение гармоник поляризации $P_n(t)$ и резонансного слоя с волновыми векторами $Q_n = (2n + 1)Q$; ($\Delta\omega = 0$, $T_1 = T_2 = \infty$).

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 α . Наибольшее влияние на уменьшение амплитуды волны с углом развертки α 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.