

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА СФАЗИРОВАННЫХ В ПРОСТРАНСТВЕ
РЕШЕТКАХ КОГЕРЕНТНЫХ СУПЕРПОЗИЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ

Е. И. Штырков и Н. Л. Невельская

Проанализированы условия формирования в твердых телах с неоднородно уширенным характером перехода совокупности сфазированных в пространстве инверсионных решеток, индуцируемых при многоимпульсном одновременном воздействии оптических световых полей на системы с фазовой памятью. Обсуждаются особенности характера рассеяния света на подобных структурах.

Возросшее внимание к светоиндуцированным динамическим решеткам, формируемым в нелинейных средах при помощи двух и более интерферирующих оптических полей, обусловлено перспективами их широкого применения [1, 2]. В работе [3] был дан новый принцип создания динамических решеток, при котором одновременность воздействия оптических волновых полей не является тем обязательным условием, необходимым для получения интерферограммы в регистрирующей среде. Это становится возможным в случае, если регистрирующая среда подготовлена таким образом, что она обладает достаточно длинной фазовой памятью. Тогда при выполнении условия

$$\tau, \delta < T_2 \quad (1)$$

где τ, δ — соответственно интервал между импульсами накачки и их длительность, а T_2 — параметр необратимой поперечной релаксации перехода, в течение времени T_2 каждый из атомов сохраняет фазу колебаний, задаваемую ему лазерным импульсом. Поэтому наведенная в среде неравновесная поляризация сохраняется до прихода следующих импульсов накачки. В случае неколлинеарной накачки взаимодействие последующих лазерных импульсов с остаточной поляризацией приводит к появлению периодической по пространству модуляции всех оптических параметров среды, т. е. к формированию решеток. В основе данного явления лежит принцип интерференции атомных суперпозиционных состояний, общий для всех переходных когерентных оптических квантовых процессов типа нутации, фотонного эха и т. п. [4]. В отличие от этих переходных оптических квантовых явлений формирование динамических переходных решеток не имеет аналога в ядерном магнетизме. Это связано с тем, что в оптическом диапазоне длина волны гораздо меньше размеров образца. Поэтому при накачке среды большое значение приобретают пространственные характеристики волн накачки (направление, волновое число), что позволяет путем пространственной фильтрации выделять ту или иную интересующую нас пространственную структуру. Условия и особенности формирования таких светоиндуцированных переходных решеток в твердом теле были подробно исследованы в работах [5, 6], где было показано, что при преобладании неоднородного характера уширения перехода в резонансной среде индуцируется целая серия решеток когерентной инверсии, определяющей разность населенности перехода. Характеристики решеток зависят от величины расстройки частоты перехода от частоты поля накачки. Например, в случае двухимпульсной накачки (\mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 — волновые вектора накачки) инверсия имеет вид решетки [5] с вектором $\delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$

$$F(\Delta, t) = D(\Delta, t) + C(\Delta, t) e^{-\tau/T_2} \sin[\delta\mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi(\Delta, t)], \quad (2)$$

где фон $D(\Delta, t)$, глубина пространственной модуляции $C(\Delta, t)$, фаза $\varphi(\Delta, t)$ решетки сложным образом зависят от параметров импульсов накачки и от частотной расстройки $\Delta = \omega - \omega_l$, ω — собственная частота изохроматы, ω_l — частота лазера. Мы не будем останавливаться на спектральном и динамическом поведении этих параметров, так как это подробно было проанализировано в работе [5], где были получены аналитические выражения для них с учетом влияния поперечной и продольной релаксации и без каких-либо ограничений, кроме $\Omega > T_2^{-1}$ (Ω — резонансная частота Раби для данной изохроматы). Отметим лишь важное обстоятельство, что параметр $\varphi(\Delta, t)$ определяет смещение решетки в пространстве, которое различно для разных групп атомов. Поэтому в момент прекращения действия на среду второго импульса накачки все бегущие решетки останавливаются, однако не в одном и том же месте. В среде при этом «замораживается» сложная интерференционная картина, составленная из расфазированных в пространстве решеток населенностей. Обнаружить такую расфазированную структуру можно с помощью слабого пробного монохроматического пучка света, перестраиваемого по частоте. При этом интенсивность диффрактированного света зависит от глубины модуляции $C(\Delta, t)$ тех решеток, частота которых совпадает с частотой пробного пучка [5, 6]. При увеличении мощности пробный пучок начинает взаимодействовать также нерезонансным образом, т. е. рассеивается на соседних по частоте решетках в пределах широкой области изохромат. Поскольку решетки пространственно несфазированы, то волны поляризации, генерируемые в результате взаимодействия пробного пучка с различными решетками, будут находиться не в фазе. Это должно приводить к ослаблению сигнала рассеяния света. В связи с этим целесообразно рассмотреть возможность формирования пространственно сфазированных решеток в сильно неоднородно уширенных системах. Следует сразу же отметить, что в отличие от газовой среды, где возможность сфазирования уже сформированных решеток основана на движении атомов [7] («GRATING-ECHO»), в твердом теле такое сфазирование невозможно произвести принципиально в случае, когда решетки уже сформированы. Однако в твердом теле можно непосредственно формировать сфазированные решетки даже при одновременной накачке, если применить последовательность не из двух, а из большего количества импульсов накачки. Для примера рассмотрим неодновременную трехимпульсную накачку и рассчитаем значение когерентной инверсии. Расчет, аналогичный работе [5], показывает, что в среде после ее накачки тремя прямоугольными импульсами света с частотой ω_l индуцируются четыре серии пространственных решеток населенностей с векторами $(k_1 - k_2)$, $(k_1 - k_3)$, $(k_2 - k_3)$, $(2k_2 - k_1 - k_3)$. Как и для двухимпульсной накачки [5], первые три группы формируются из смещенных в пространстве, т. е. несфазированных, решеток. Поэтому остановимся на четвертой группе, в которой каждая решетка имеет вектор $\delta k' = 2k_2 - k_1 - k_3$. Пространственная модуляция инверсии для любой изохроматы из этой группы имеет вид

$$F(\Delta, t_3) = A(\Delta) \cos[\delta k' r + \Psi(\Delta)], \quad (3)$$

где t_3 — момент окончания третьего импульса; параметр глубины пространственной модуляции

$$A(\Delta) = \frac{C_1 C_3}{2} \left(\frac{\Omega_{02} f_2}{2} \right)^2 \exp \left[-\frac{\tau_1 + \tau_2}{T_2} \right], \quad C_\mu = \Omega_{0\mu} f_\mu \left[1 - \left(\frac{\Omega_{0\mu} f_\mu}{2} \right)^2 \right]^{1/2},$$

$\mu = 1, 2, 3$ — индекс μ -го импульса, $\Omega_{0\mu}$ — резонансная частота Раби, $f_\mu = \frac{2 \sin(\Theta_\mu/2)}{\Omega_\mu}$, $\Omega_\mu = (\Omega_{0\mu}^2 + \Delta^2)^{1/2}$, $\Theta_\mu = \Omega_\mu \delta_\mu$, $\delta_\mu = t_\mu - t'_\mu$; t'_μ, t_μ — соответственно, начало и конец μ -го импульса, $\tau_\mu = t'_{\mu+1} - t'_\mu$. Положение решетки в пространстве определяется фазой

$$\Psi(\Delta) = \Delta(\tau_2 - \tau_1) + \alpha_3(\Delta) - \alpha_1(\Delta), \quad (4)$$

где $\alpha_\mu = \arctg \left[-\frac{\Omega_\mu}{\Delta} \operatorname{ctg} \left(\frac{\Theta_\mu}{2} \right) \right]$. Как следует из (4), смещение каждой решетки в пространстве обусловлено расфазировкой в промежутке между первым и вто-

рым импульсами, обратной фазировкой между вторым и третьим импульсами, а также расфазировкой во время действия первого и фазировкой во время третьего импульсов. Все решетки на различных изохроматах спектра могут быть сфазированы лишь в случае, когда Ψ не зависит от Δ . Такую ситуацию можно осуществить подбором времен подачи и мощности импульсов накачки. Как следует из (4), если первый и третий импульсы накачки одинаковы по параметрам ($\Omega_{01} = \Omega_{03}$, $\delta_1 = \delta_3$), то $\Omega_1 = \Omega_3$, $\Theta_1 = \Theta_3$, т. е. $\alpha_1(\Delta) = \alpha_3(\Delta)$. Фаза решетки приобретает при этом простую линейную зависимость от Δ , которая может быть просто уничтожена путем выбора $\tau_2 = \tau_1$. При таком условии подачи третьего импульса все решетки, относящиеся к разным изохроматам, будут сфазированы в пространстве. При определенных условиях можно получить сфазированные решетки также в случае неодинаковых импульсов $\alpha_1(\Delta) \neq \alpha_3(\Delta)$. Рассмотрим, например, практически часто реализуемый случай мощного возбуждения ($\Omega_{0\mu} \gg \Delta_{\mu}$, где Δ_{μ} — величина неоднородного уширения перехода). Кроме того, ограничим область значений «импульсных площадей» $\Theta_{0\mu} < \pi/2$, где $\Theta_{0\mu} = \Omega_{0\mu} \delta_{\mu}$. Такие предположения позволяют ограничиться первыми членами в разложении функций $\alpha_{\mu}(\Delta)$ по степеням аргумента, т. е. пренебречь всеми членами порядка $(\Delta/\Omega_{0\mu})^2$ и выше. После такой операции фаза решетки принимает вид

$$\Psi_1(\Delta) = \Delta(\tau_2 - \tau_1 - s_1 + s_3), \quad (5)$$

где $s_{\mu} = \Omega_{0\mu}^{-1} \text{tg}(\Omega_{0\mu} \delta_{\mu}/2)$ — временной параметр, характеризующий сдвиг решетки. Как видно отсюда, зависимость от Δ также можно уничтожить при условии

$$\tau_2 - \tau_1 - s_1 + s_3 = 0, \quad (6)$$

т. е. при подаче третьего импульса в момент времени $t'_3 = t_2 + \tau_1 + s_1 - s_3$, который зависит от параметров первого и третьего импульсов. Интересно отметить, что характеристики второго импульса накачки вообще не влияют на фазу данной образумой решетки с вектором $\delta\mathbf{k}'$. Как и прежде, обнаружить такие решетки можно с помощью пробного луча, рассеяние которого на данной структуре должно происходить в направлениях $\mathbf{k}_4 \pm \delta\mathbf{k}'$, где \mathbf{k}_4 — волновой вектор пробного луча. Необходимо сразу отметить, что рассеяние в каждом из этих направлений определяется двумя различными причинами. Во-первых, пробный луч, проходя через периодическую структуру, частично поглощается. Это приводит к пространственно периодической модуляции его волнового фронта, т. е. к обычной линейной дифракции света на периодической структуре. Сигнал рассеяния, обусловленный этой причиной, совпадает по форме с самим пробным импульсом [5]. Во-вторых, воздействие когерентного пробного луча на атомную систему приводит к возникновению неравновесной макроскопической поляризации, которая является источником новых электромагнитных волн. Эти волны могут интерферировать и усиливаться, если колебания атомного ансамбля когерентны. Другими словами, подготовленная в виде периодической структуры среда, обладающая фазовой памятью, переизлучает электромагнитное поле нелинейного рассеяния направленным образом. Форма сигнала такого рассеяния не совпадает с формой пробного импульса, а амплитуда его растет нелинейно с увеличением интенсивности пробного луча. В связи с различным характером рассеяния в обоих случаях различны и оптимальные условия для наблюдения этих сигналов. Поэтому линейная дифракция и нелинейное рассеяние могут быть разделены, несмотря на то что направления их совпадают. Например, в случае слабого пробного луча интенсивность нелинейного рассеяния резко уменьшается и становится возможным наблюдение сигнала линейной дифракции на той из решеток, которая образована на атомах с собственной частотой, резонансной частоте пробного поля. Сигналы линейной дифракции на несфазированных переходных решетках такого типа впервые наблюдались в работе [8], где решетки с вектором $\delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ (2) были сформированы на переходе ${}^4A_2(\pm 1/2) - {}^2E(\bar{E})$ рубина при 2 К. Сигнал наблюдался в геометрии обращения волнового фронта, что позволяло производить его качественную пространственную фильтрацию. В этом эксперименте также впервые был обнаружен сигнал обращенного фотонного эха, т. е. отклика системы в том же,

что и линейная дифракция, направлении $(-k_1)$. Нелинейное рассеяние на решетке (3) преобладает в случае мощного пробного луча и во время действия этого луча $t'_4 < t < t_4$ определяется наводимой в среде неравновесной макроскопической поляризацией с комплексной амплитудой

$$P(t) = Np \int_{-\infty}^{\infty} F(\Delta, t'_4) C_4(\Delta, t) \Phi_4(\Delta, t) e^{i(k_1 r - \pi/2)} g(\Delta) d\Delta, \quad (7)$$

где $t \rightarrow (t-t'_4)$, N, p — концентрация атомов и дипольный момент перехода, $g(\Delta)$ — форма линии неоднородного уширения, $\Phi_4(\Delta, t) = [1 \pm i\Delta s_4(t)]$ (4); $C_4(\Delta, t), s_4(t)$ определяются как и прежде, но во время действия пробного луча зависят от времени, так как $\Theta_4 = \Omega_4 t$. В приближении мощных и коротких импульсов ($\Omega_{0\mu} > \Delta_n; \delta_\mu < 2\pi\Omega_{0\mu}/\Delta_n^2$) для $|\text{tg } \Theta_\mu/2| \leq 1$, как и ранее, можно пренебречь членами порядка $(\Delta/\Omega_{0\mu})^2$ и выше. Тогда с учетом (3), (5) из (7) амплитуда поляризации во время действия пробного луча сводится к виду

$$P_\pm(t) \propto \sin(\Omega_{04}t) e^{i(k_4 \pm \delta k')r} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i[\Psi_1(\Delta) \pm \Delta s_4(t)]} g(\Delta) d\Delta, \quad (8)$$

т. е. возникают две волны поляризации с векторами $k_4 \pm (2k_2 - k_1 - k_3)$. Максимум амплитуды поляризации в том или ином направлении достигается при выполнении условий

$$\Psi_1(\Delta) \pm s_4(t) \cdot \Delta = 0, \quad (9)$$

где $\Psi_1(\Delta)$ — линейная функция от расстройки (5). Если решетки подготовлены в сфазированном виде, т. е. $\Psi_1(\Delta) = 0$, то это уравнение удовлетворяется только для тривиального случая $s_4 = 0$, т. е. когда множитель $\sin \Omega_{04}t$ в (8) также обращается в нуль, и рассеяние отсутствует. Отсюда следует, что для достижения максимума сигнала нелинейной дифракции необходимо, чтобы $\Psi_1(\Delta) \neq 0$. Для этого требуется выполнить вытекающие из (5) и (9) условия

$$\tau_2 - \tau_1 - s_1 + s_3 \pm \Omega_{04}^{-1} \text{tg} \frac{\Omega_{04}t}{2} = 0. \quad (10)$$

Таким образом, выбрав необходимые параметры всех импульсов возбуждения и момент подачи третьего импульса, можно получить максимум нелинейного рассеяния в определенный момент времени на интервале $t'_4 < t < t_4$, если индуцируемые первыми тремя импульсами решетки несфазированы. В случае малой импульсной площади пробного луча ($\Theta_{04} \ll \pi/2$), как следует из (10),

$$t_\pm = \mp 2[(\tau_2 - \tau_1 - s_1 + s_3) \pm 2\tau_\phi] \quad (11)$$

Отсюда видно, что оптимум для рассеяния в направлении $k_4 + \delta k'$ достигается при $\tau_\phi < 0$, а для $k_4 - \delta k'$, наоборот, при положительном τ_ϕ . Рассмотрим другую практически важную ситуацию, когда из широкого спектра эффективно возбуждается только узкая область изохромат ($\Omega_{0\mu} \ll \Delta_n$), а длительность импульса удовлетворяет условию $\delta_\mu < 2\pi/\Omega_{0\mu}$. Интеграл в (7) для $\Omega_{01} = \Omega_{02} = \Omega_{03} = \Omega_{04} = \Omega$ имеет при этом аналитическое решение, и для поляризации можно получить выражение

$$\mathcal{P}_\pm(t) \propto Q_\pm(a), \quad (12)$$

где $a = (\tau_2 - \tau_1)\Omega$,

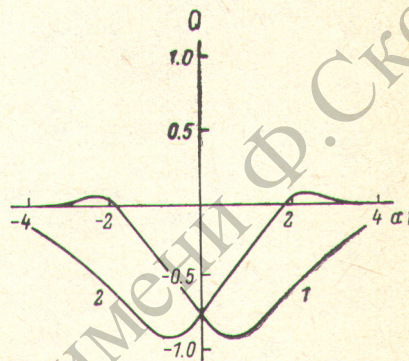
$$Q_\pm(a) = \left(\pm \text{tg} \frac{\Theta_{01}}{2} \text{tg} \frac{\Theta_{03}}{2} \text{tg} \frac{\Theta_{04}}{2} \right) q_1 + \left(\text{tg} \frac{\Theta_{03}}{2} - \text{tg} \frac{\Theta_{01}}{2} \pm \text{tg} \frac{\Theta_{04}}{2} \right) q_2 - q_3 - \left[\text{tg} \frac{\Theta_{01}}{2} \text{tg} \frac{\Theta_{03}}{2} \pm \text{tg} \frac{\Theta_{04}}{2} \left(\text{tg} \frac{\Theta_{01}}{2} - \text{tg} \frac{\Theta_{03}}{2} \right) \right] q_4, \quad q_1 = \frac{\pi}{48} e^{-a} (6 + 6a - a^2) a,$$

$$q_2 = \frac{\pi}{8} e^{-a} (a + 1), \quad q_3 = \frac{2a}{3} [aK_0(a) + 2K_1(a)], \quad q_4 = \frac{2a}{15} [aK_0(a) - (a^2 - 2)K_1(a)],$$

$K_0(a), K_1(a)$ — модифицированные функции Бесселя [9]. Для примера на рис. 1 представлено поведение функций Q_\pm для случая $\Theta_{01} = \Theta_{03} = \Theta_{04} = \pi/2$.

Из рисунка видно, что, так же как в случае мощных и коротких импульсов (11), в этой ситуации оптимумы рассеяния для компонент (\pm) лежат по обе стороны от точки сфазирования решеток ($a=0$) и сдвинуты во времени примерно на $0.7 \Omega^{-1}$. Для наблюдения рассеяния в виде световых импульсов из всевозможных направлений $k_{\pm} = k_4 \pm \delta k'$ необходимо выбрать только те, которые удовлетворяют условию фазового синхронизма. Наиболее интересные случаи, позволяющие наблюдать рассеяние пробного луча в геометрии обращения волновых фронтов, представлены в табл. 1.

Для обращения волнового фронта первого пучка необходимо, чтобы все остальные пучки были плоские (случай 1). Волновой фронт второго или четвертого пучков можно обратить, если первый и третий пучки плоские, а фронты второго и четвертого одинаковы (случай 2). Фронт третьего пучка обращается при плоских фронтах всех остальных пучков (случай 3). До сих пор мы рассматривали формирование сфазированных решеток, которые являются продуктом трехимпульсной накачки. При большем количестве рабочих импульсов увеличивается число возможных комбинаций для записи сфазированных решеток. Расчет, аналогичный использованному выше, показывает, что, например, при четырехимпульсной накачке возможно сформировать сфазированные решетки с векторами $(k_3 - k_1 + k_2 - k_4)$, $(k_1 - 2k_2 + 2k_3 - k_4)$, $(-k_2 + 2k_3 - k_1)$, $(2k_3 - k_1 - k_4)$, $(2k_2 - k_1 - k_4)$. Из них две первые решетки являются результатом четырехимпульсной



Поведение безразмерной функции Q в зависимости от значения параметра a .

1 — Q_+ ; 2 — Q_- .

накачки, а остальные аналогичны рассмотренным ранее. Наиболее интересен первый случай, так как эта сфазированная структура формируется в среде при подаче на нее четвертого импульса именно в тот момент, когда в ней возникает макроскопическая сверхполяризация (источник трехимпульсного стимулированного фотонного эха [10]). Время жизни этой решетки, как и ранее, определяется параметром релаксации продольной компоненты вектора Блоха (T_1). Сигналы нелинейного рассеяния пробного луча на этой решетке являются теперь уже результатами шестиволнового взаимодействия и имеют волновые вектора $k'_{\pm} = k_5 \pm \delta k''$, где k_5 — волновой вектор пробной волны, а вектор решетки $\delta k'' = (k_3 - k_1 + k_2 - k_4)$. Оптимальные ситуации для наблюдения таких сигналов в геометрии обращения волнового фронта каждого из четырех полей накачки приведены в табл. 2.

Таким образом, при одновременном многопучковом взаимодействии когерентного света с атомным ансамблем, имеющим большое время когерентности, можно формировать в среде интерференционные решетки принципиально нового типа. Во-первых, эти решетки являются результатом интерференции более чем двух волн поляризации. Во-вторых, в случае преобладания неоднородного характера уширения перехода решетки на разных изохроматах при определенных условиях могут быть сфазированы в пространстве.

Таблица 1

Ситуация	Волновой вектор первого импульса k_1	Волновой вектор второго импульса k_2	Волновой вектор третьего импульса k_3	Вектор решетки $\delta k' = 2k_2 - k_1 - k_3$	Волновой вектор (пробный импульс) k_4	Волновой вектор сигнала рассеяния $k_{\pm} = k_4 \pm \delta k'$
1	k_1	k_2	$k_3 = k_2$	$\delta k' = k_2 - k_1$	$k_4 = -k_2$	$k_+ = -k_1$
2	k_1	k_2	$k_3 = -k_1$	$\delta k' = 2k_2$	$k_4 = -k_2$	$k_- = -k_2; -k_4$
3	k_1	$k_2 = k_1$	k_3	$\delta k' = k_1 - k_3$	$k_4 = -k_1$	$k_+ = -k_3$

Таблица 2

Ситуация	Волновой вектор первого импульса k_1	Волновой вектор второго импульса k_2	Волновой вектор третьего импульса k_3	Волновой вектор четвертого импульса k_4	Вектор решетки $\delta k''$	Волновой вектор пробного импульса k_5	Волновой вектор рассеяния k'_\pm
1	k_1	k_2	$k = -k_2$	k_4	$-(k_1 + k_4)$	$k_5 = k_4$	$k'_\pm = -k_1$
2	k_1	k_2	k_3	$k_4 = -k_1$	$k_3 + k_2$	$k_5 = k_3$	$k'_\pm = -k_3$
3	k_1	k_2	k_3	$k_4 = k_2$	$k_3 - k_1$	$k_5 = -k_1$	$k'_\pm = -k_3$
4	k_1	k_2	$k_3 = k_1$	k_4	$k_2 - k_4$	$k_5 = -k_2$	$k'_\pm = -k_4$

Литература

- [1] H. J. Eichler. Advances in solid state physics, Festkörper probleme XVIII, 241, 1978.
- [2] В. Л. Винедкий, Н. В. Кухтарев, С. Г. Одулов, М. С. Соскин. Усп. физ. наук, 129, 113, 1979.
- [3] Е. И. Штырков. Опт. и спектр., 45, 603, 1978.
- [4] А. Аллен, Дж. Эберли. Оптический резонанс и двухуровневые атомы, 200. Мир, М., 1978.
- [5] E. I. Shtyrkov, N. L. Nevelskaja, V. S. Lobkov, N. G. Yarmukhаметов. Phys. Stat. Sol. (b), 98, 473, 1980.
- [6] Е. И. Штырков. Сб.: Голографические методы исследований, 118. ЛИЯФ, Л., 1978.
- [7] T. W. Mossberg, R. Kachru, E. Whittaker, S. R. Hartmann. Phys. Rev. Lett., 43, 851, 1979.
- [8] Е. И. Штырков, В. С. Лобков, Н. Г. Ярмаухаметов. Письма ЖЭТФ, 27, 685, 1978.
- [9] Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. Наука, М., 1964.
- [10] N. Kurnit, S. Hartmann. Inter. of Rad. with solids, Plenum press INC. N. Y., N 4, 693, 1967.

Поступило в Редакцию 20 июля 1981 г.