

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ ИЗ ВОЗБУЖДЕННЫХ И НЕВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ

С.Н.Льтырков

В связи с развитием прикладной голографии большое значение имеет малоинерционная запись и восстановление волновых фронтов света. Однако, имеющиеся в настоящее время голографические приемники обладают большой инерционностью вследствие значительного временного интервала между конечными ступенями голографического процесса. Поэтому большой интерес представляет возможность сокращения этого интервала путем использования явления резонансного поглощения в веществах с малым временем релаксации. Переводя атомы из нижнего состояния резонансного перехода в верхнее, можно создать пространственное распределение коэффициента поглощения.

В частном случае это можно экспериментально осуществить, например, помещая резонансную среду в место пересечения двух пучков когерентного света $E_1 \exp \{j(\omega t - k_1 r)\}$ и $E_2 \exp \{j(\omega t - k_2 r)\}$ с плоскими фронтами и

волновыми векторами k_1 и k_2 . Усредненное по времени значение спектральной плотности излучения в месте пересечения пучков из-за интерференции будет иметь вид

$$\rho_\nu = \frac{\epsilon}{8\pi} [(E_1^2 + E_2^2) + E_1 E_2 \exp\{-i(k_2 - k_1)r\} + E_1 E_2 \exp\{i(k_2 - k_1)r\}], \quad (1)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды. Чтобы найти зависимость коэффициента поглощения от ρ_ν , воспользуемся вероятностным методом расчета заселенностей уровней [1] и предположим, что верхнее состояние в двухуровневой системе заселяется путем поглощения, а разрушение происходит спонтанно, вынужденно и безызлучательным образом. Считая импульс света прямоугольным с длительностью $\tau_{\text{и}}$, можно получить в первом приближении пространственное распределение спектрального коэффициента поглощения в виде

$$K_\nu = -\sigma_{21} N_0 \frac{g_2}{g_1} \left[\left(1 + \frac{g_2}{g_1} \right) \frac{B_{21}(\nu) \rho (1 - \exp A \tau_\nu)}{A} - 1 \right], \quad (2)$$

где σ_{21} — сечение поглощения, N_0 — концентрация атомов в основном состоянии до облучения, $\rho = \int_0^\infty \rho_\nu d\nu$ — плотность излучения, g_1 и g_2 — статистические веса уровней

$$A = B_{21}(\nu) \rho \left(1 + \frac{g_2}{g_1} \right) + A_{21} + d_2.$$

A_{21} , $B_{21}(\nu)$ — спектральные коэффициенты Эйнштейна, d_2 — вероятность безызлучательного разрушения верхнего состояния.

Из этого выражения видно, что коэффициент поглощения будет пространственно промодулирован по закону (1) лишь в случае независимости A от ρ . Этого можно всегда добиться путем ограничения ρ и подбора среды с большой вероятностью разрушения верхнего состояния. Распределение (2) существует лишь в течение времени релаксации среды. Поэтому любой восстанавливающий луч света той же частоты ω , падающий на эту среду до окончания релаксации, будет пространственно промодулирован и в его спектре появятся новые пространственные частоты. В случае $K_\nu D < 1$, где D — толщина образца, восстанавливающий луч с комплексной амплитудой $E_b \exp\{-i k_b r\}$ выходя из среды будет иметь вид

$$E_x = E_b \exp\{-i k_b r\} (K_\nu D). \quad (3)$$

Подбирая соответствующую среду и ограничивая плотность падающего излучения в соответствии с условием

$$B_{21}(\nu) \rho \left(1 + \frac{g_2}{g_1} \right) \ll A_{21} + d_2, \quad (4)$$

из выражений (1), (2) и (3) можно убедиться, что в пространственном спектре выходящего из среды восстанавливающего излучения будут присутствовать плоские волны с комплексными амплитудами

$$E_x \sim \exp\{-ik_b r\}; \quad \exp\{-i(k_b + k_2 - k_1)r\}; \quad \exp\{-i(k_b - k_2 + k_1)r\}. \quad (5)$$

Если направление восстанавливающего пучка совпадает с направлением первого пучка ($k_b = k_1$), то рассеяние его будет происходить в направлении k_2 и $2k_1 - k_2$.

Аналогично, в случае $k_b = k_2$ рассеяние будет происходить в направлениях $2k_2 - k_1$ и k_1 . В этих направлениях будут рассеиваться и сами пучки, создающие распределение (2), так как длительность излучения для лазеров с модуляцией добротности больше интервала времени, в течение которого формируется его распределение (2). По-видимому, этим можно объяснить рассеяние, которое наблюдал автор работы [2] в растворе криптоцианина.

Нами была исследована возможность обнаружения рассеяния в твердых телах: стекле КС-19 и в селене. Эти вещества обладают, во-первых, большими значениями сечения поглощения и вероятности безызлучательного разрушения верхних состояний, что позволяет без труда удовлетворить условию (4). В эксперименте применялся рубиновый лазер с модуляцией добротности, внутрь резонатора которого помещалась диафрагма с целью выделения одной поперечной моды. Для получения системы пересекающихся когерентных пучков была применена схема интерферометра Маха - Цендера.

На рис. 1 (см. вкл.) представлена картина рассеяния пучков 1 и 2 на резонансной среде РС, соответственно в направлениях $2k_1 - k_2$ (112 означает рассеяние первого пучка на структуре 12) и $2k_2 - k_1$ (212 - рассеяние второго пучка на структуре 12).

Более сложная картина наблюдается при пересечении трех когерентных пучков (рис. 2, а (см. вкл.)). Пучки 112, 212, 113, 313, 223, 323 легко интерпретируются как рассеяние каждого из пучков на им же созданной структуре. Пучки же x , y , z могут состоять из двух пучков соответствующих взаимному рассеянию каждого из первоначальных пучков на решетке созданной двумя другими пучками. Иначе x состоит из дифрагированных пучков 213 и 312, y из 123, и 213, а z из 123 и 312. Это легко проверить, если задержать третий луч на время, большее времени когерентности излучения лазера. В этом случае (рис. 2, б) третий луч не участвует в образовании периодических структур 13 и 23, но рассеивается на структуре 12. Появление вторых порядков дифракции (рис. 2, б) 212 и 112, по-видимому, связано с вкладом в рассеяние экспоненциального члена в выражении (2) при больших значениях плотности излучения. Интенсивность рассеяния обратно зависит от величины угла между интерферирующими пучками. При углах более 3° нам вообще не удалось обнаружить рассеяние. Интенсивность падает также с увеличением задержки третьего луча из-за разрушения периодической структуры, время жизни которой в стекле КС-19 оказалось примерно равным 50 нсек. Время релаксации может быть более точно измерено, если применять высокоскоростную фотоэлектрическую аппаратуру.

Поступила в редакцию
19 июня 1970 г.

Литература

- [1] Методы расчета оптических квантовых генераторов, т. 1, Наука и техника, Минск, 1966.
 - [2] H.J.Gerritsen. Appl. Phys. Lett., 10, 239, 1967.
-