

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ НЕ ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ ВО ВРЕМЕНИ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ИХ ВЫРОЖДЕННОМ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ СМЕШЕНИИ

*Э.А.Манькин, Н.В.Знаменский, Д.В.Марченко, Е.А.Петренко,
М.А.Селифаңов*

*Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 июня 1992 г.

Впервые экспериментально обнаружена интерференция сигналов вырожденного четырехволнового смешения при их когерентном возбуждении двумя парами импульсов, не перекрывающимися во времени. Интерференция обусловлена суперпозицией двух частотных "решеток" населенностей, создаваемых внутри контура неоднородного уширения рабочего перехода этими двумя парами.

Процесс вырожденного четырехволнового смешения (ВЧВС) с задержкой во времени формируется последовательностью трех возбуждающих импульсов одинаковой частоты ω_L , резонансной некоторому неоднородно уширенному переходу $|2\rangle - |1\rangle$ атомов среды. Их длительность, а также временные интервалы t_{12} и t_{23} между ними, должны быть меньше времени необратимой релаксации наведенной макроскопической поляризации. Воздействие первых двух импульсов (назовем их записывающими) приводит к возникновению внутри контура неоднородного уширения частотно-модулированной разности населенностей (частотной "решетки" населенностей) с периодом модуляции $2\pi/t_{12}$ как в основном, так и в возбужденном состоянии¹. Дифракция третьего (считывающего) импульса на такой частотной решетке приводит к возникновению когерентного отклика в среде. Он возбуждается в направлении, определяемом условием пространственного синхронизма $k = -k_1 + k_2 + k_3$ (где k_1, k_2, k_3 - волновые векторы возбуждающих импульсов), и появляется через время t_{12} после прохождения третьего импульса. Возникает вопрос, как изменится отклик, если до воздействия считывающего сигнала среда возбуждается дополнительной парой импульсов, относительная разность фаз которых может плавно варьироваться по отношению к разности фаз записывающей пары. Ответу на этот вопрос и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим более подробно процесс когерентного резонансного воздействия на среду неоднородно-уширенных (с шириной на полувысоте $\Delta\omega_{\text{неод}}$) двухуровневых атомов пары одинаковых импульсов прямоугольной формы с площадью $^2 \Theta_L \ll 1$, имеющих длительность t_L и разнесенных во времени друг относительно друга на величину t_{12} . При этом будем считать, что их спектральная ширина $\Delta\omega_L$ меньше ширины неоднородной линии (узкополосное возбуждение). В этом случае для разности населенностей n на верхнем $|2\rangle$ и нижнем $|1\rangle$ уровнях можно получить следующую формулу:

$$n = n^{(0)} + n^{(2)}, \quad (1)$$

где $n^{(0)} = -1$ и характеризует разность населенностей в отсутствии возбужде-

ния, а добавка $n^{(2)}$ определяется выражением:

$$n^{(2)} = -n^{(0)} \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_{12}}{\hbar} \right)^2 \Theta_L^2 \frac{\sin^2 \left[\frac{(\omega_L - \omega_0)t_L}{2} \right]}{\left[\frac{(\omega_L - \omega_0)t_L}{2} \right]^2} \times \cos^2 \left[\frac{(k_2 - k_1)r + (\omega_L - \omega_0)t_{12} + \omega_0 t_{12}}{2} \right], \quad (2)$$

где ω_0 — центральная частота атомного перехода $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$, а μ_{12} — его матричный дипольный элемент.

Выражение (2) как раз и описывает возникновение решетки населенностей внутри контура неоднородно уширенного перехода $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$. Из него видно, что если до воздействия считывающего сигнала возбудить среду дополнительной парой импульсов, то создаваемая ими частотная решетка будет интерферировать с решеткой от первой пары, приводя к усилению или подавлению процесса ВЧВС с задержкой во времени. Из предположения, что две решетки формируются в среде независимо (а это всегда имеет место при выполнении условия $\Theta_L \ll 1$), следует, что их уничтожение друг другом в результате суперпозиции в частотной области с точностью до малой величины $\pi(\omega_L - \omega_0)/\omega_0$ будет иметь место, если время между импульсами дополнительной пары $t'_{12} = t_{12} \pm \pi/\omega_0$. Результаты численного расчета частотной зависимости добавки к населенности нижнего и верхнего уровней, в случае, когда в среде формируются две противофазные частотные решетки населенностей, представлены на рис.1. Особо следует отметить, что при этом $n^{(2)}$ не обращается в 0, то есть создание в рабочей среде второй решетки противофазной первой не приводит к ее возвращению в исходное состояние $|1\rangle$.

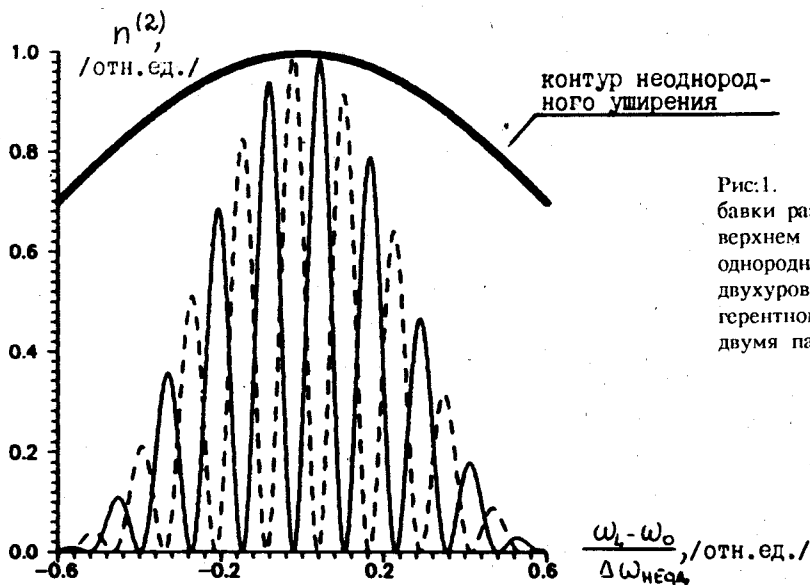


Рис.1. Численный расчет добавки разности населенностей на верхнем и нижнем уровнях неоднородно уширенного ансамбля двухуровневых атомов при когерентном воздействии на него двумя парами импульсов

Экспериментальное обнаружение интерференции сигналов ВЧВС при их когерентном возбуждении двумя парами импульсов осуществлялось на установке, описанной в ³. Ее единственное отличие заключалось в том, что исходный лазерный луч разделялся не на три, а на пять пучков, и с помощью оптических

линий задержек формировалась последовательность одинаковых по интенсивности пяти импульсов накачки. Задержка между импульсами первой пары, как и ранее, составляла $t_{12} = (40 \pm 2)$ нс. Вторая дополнительная пара рождалась из первой и совмещалась с ней с помощью оптической схемы, представляющей собой комбинацию интерферометра Майкельсона и линии задержки. При этом она отстояла от первого импульса на время $t_{11'} = (100 \pm 2)$ нс, и имела задержку $t_{1'2'} = t_{12} + \Delta$. Величина Δ могла варьироваться с очень высокой точностью в небольших пределах за счет введения в один из лучей второй пары тонкой плоскопараллельной стеклянной пластинки, при вращении которой менялась длина его оптического пути, а следовательно, и время $t_{1'2'}$. Считывающий импульс подавался через 220 нс после первого. В качестве рабочей среды был выбран кристалл $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$, охлажденный до температуры 4,5° К. Времена продольной и поперечной релаксации на переходе ${}^3\text{H}_4 - {}^3\text{P}_0$ иона Pr^{3+} при таких температурах составляли соответственно 47 мкс и 300 нс, то есть условия когерентности возбуждения хорошо выполнялись.

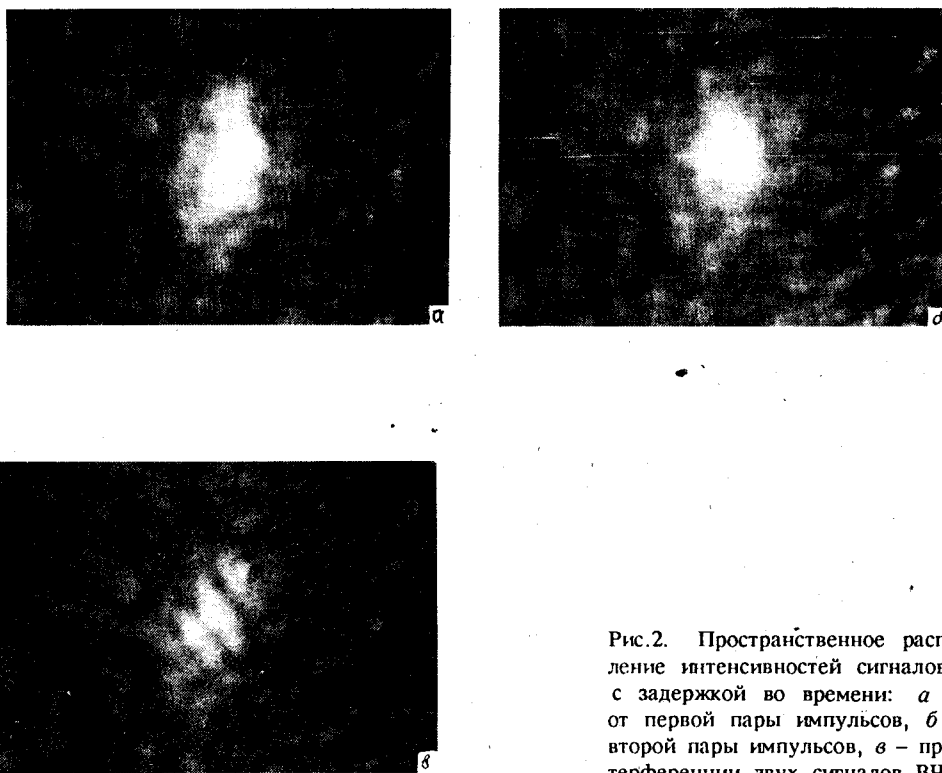


Рис.2. Пространственное распределение интенсивностей сигналов ВЧВС с задержкой во времени: *a* – от первой пары импульсов, *b* – от второй пары импульсов, *в* – при интерференции двух сигналов ВЧВС 1 и 1'

Используемая оптическая схема позволяла наблюдать в пространстве два сигнала ВЧВС с задержкой во времени: сигнал 1, возникающий от первой пары и считывающего импульса (при закрытой второй паре) и сигнал 1', возникающий от второй пары и считывающего импульса (при закрытой первой паре). Они появлялись с точностью до малой величины Δ в одно и то же время t_{12} после подачи на среду считывающего сигнала. Фотографии их

пространственного распределения интенсивностей приведены соответственно на рис.2а и б. На рис.2в приведена интерференционная картина, образующаяся в результате суперпозиции двух эхо сигналов 1 и 1' при подаче на рабочую среду всех пяти импульсов накачки. При вращении стеклянной пластинки наблюдался сдвиг ее интерференционных порядков. Появление такой картины, а не полное подавление эхо-отклика, свидетельствуют о том, что волновые векторы сигналов ВЧВС 1 и 1' (k и k') слегка отличаются друг от друга. Действительно, если частотные решетки в среде формируются двумя парами импульсов со слабо отличающимися волновыми векторами (k_1, k_2) и (k'_1, k'_2), то дифракция на такой решетке считывающего импульса с волновым вектором k_3 должна приводить к образованию двух когерентных сигналов ВЧВС, распространяющихся в направлениях:

$$k = -k_1 + k_2 + k_3, \quad k' = -k'_1 + k'_2 + k'_3. \quad (4)$$

Их суперпозиция и приводит к образованию на экране интерференционной картины с пространственным периодом $1/|k - k'|$. По частоте интерференционных полос можно оценить угол между векторами k и k' , который в наших условиях составлял $\approx 0,5$ мрад при расходимости лазерного излучения ≈ 1 мрад. Невозможность точного совмещения векторов k и k' в выполненных экспериментах объяснялась большой разностью плеч интерферометра Майкельсона (30 м), вызванной необходимостью разнесения во времени записывающей и дополнительной пары импульсов. Тем не менее, полученные результаты подтверждают принципиальную возможность подавления (или усиления) процесса ВЧВС с задержкой во времени дополнительной парой импульсов, разность фаз которых может плавно варьироваться относительно разности фаз записывающей пары.

-
1. K.Duppen, and D.A.Wiersma, Opt. Soc. Amer. B 3, 614 (1986).
 2. Л.Аллен, Дж.Эберли. Оптический резонанс и двухуровневые атомы М.: Мир, 1979.
 3. Э.А.Манькин, Н.В.Знаменский, Д.В.Марченко и др., Письма в ЖЭТФ, 54, 172 (1991).