

УДК 535.2

ПУТИ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ ОПТИЧЕСКОГО «ЗАПИРАНИЯ» ИНФОРМАЦИИ В ФОТОННЫХ ЭХО-ПРОЦЕССОРАХ

И.З. Латыпов, С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев

Аннотация

В данной работе теоретически рассмотрены оптические последовательности с управляемыми фазами импульсов и показано, что при помощи такого типа импульсных последовательностей можно увеличить время когерентности системы псевдоэлектрических диполей примесных атомов. Обсуждается, как данные методики могут быть реализованы для оптимизации работы фотонных эхо-процессоров и для увеличения емкости записываемой информации.

Введение

Развитие информационных технологий на сегодняшний день ставит задачу качественного повышения производительности и емкости вычисляющих и запоминающих устройств. Эти устройства, таким образом, должны функционировать на новых физических принципах. Именно в связи с этим все большее значение приобретают оптические методы передачи, обработки и хранения информации, при реализации которых прочные позиции занимают фотонные эхо-процессоры и квантовые оптические компьютеры.

В данной работе рассмотрены некоторые аспекты фазовых оптических последовательностей, например, оптические последовательности, производящие сужение однородной ширины спектральной линии. Они могут быть реализованы в оптоинформационных устройствах.

Впервые многоимпульсные последовательности с управляемыми фазами импульсов начали успешно применяться в ЯМР-спектроскопии. Различные варианты таких последовательностей использовались для упрощения и повышения информативности получаемых спектров. Так, были разработаны последовательности, устраняющие неоднородное уширение, химические сдвиги, диполь-дипольные и квадруполь-квадрупольные взаимодействия и др.

Смысл фазы радиочастотного импульса в силу особенности радиодиапазона частот интуитивно ясен, а техника получения многоимпульсных последовательностей, необходимых длительностей импульсов, времен задержек между импульсами и относительными фазами, хорошо развита и относительно проста. Рассмотрим случай последовательного воздействия на двухуровневую систему двух $\pi/2$ импульсов. Так, знание относительной фазы импульсов позволит определить конечное состояние системы: в случае, если импульсы находятся в фазе, то достигается инверсная заселенность рабочих уровней, если импульсы находятся в противофазе, то система оказывается в невозбужденном состоянии.

Оптический диапазон отличает существенно меньшая длина волны и, соответственно, большая неопределенность фазы на этом масштабе расстояния, что говорит не только об усложнении техники получения фазовых последовательностей, но

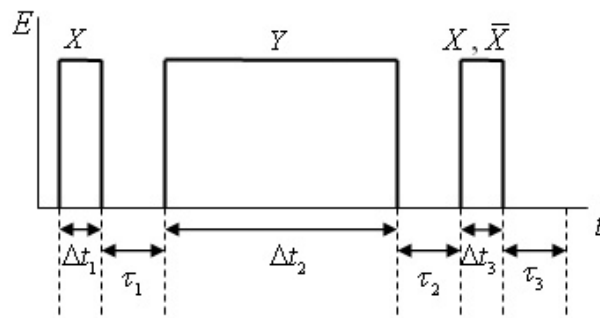


Рис. 1. Трехимпульсная фазовая последовательность, используемая в реализации фотонного локинга, X , Y , \bar{X} – начальные фазы импульсов. Импульс Y сдвинут по фазе относительно X на $\pi/2$, а \bar{X} – на π . Первый импульс с площадью $\theta_1 = \pi/2$ служит для создания узкополосной когерентности на оптическом переходе с длиной волны 589.7 нм. Второй импульс служит для запирания (захвата псевдодиполей). Третий импульс является пробным и служит для детектирования оптической когерентности

и о том, что понятие фазы импульса необходимо переопределить. Однако при некоторых упрощениях [1] математический аппарат и понятие фазы можно вводить по аналогии с ЯМР-диапазоном.

1. Фотонный локинг

В технике фотонного локинга [2], являющейся прямым аналогом спин-локинга, используются многоимпульсные фазовые последовательности. Суть этого явления заключается в сохранении когерентности поперечных компонент системы псевдоэлектрических диполей на временах, больших времени релаксации T_2^* .

Идею фотонного локинга рассмотрим применительно к изображенной на рис. 1 трехимпульсной последовательности. Подготовительный $\pi/2$ импульс создает систему псевдоэлектрических диполей с поперечными компонентами, причем возбуждается лишь часть неоднородно уширенной линии. Сдвинутое по фазе на угол $\pi/2$ «запирающее» поле световой волны направлено вдоль приготовленной системы псевдодиполей и осуществляет их захват, таким образом нейтрализуя обратимую дефазировку системы, характеризуемой временем T_2^* . Время когерентности такого состояния теперь будет определяться временем тепловой релаксации T_1 . Для детектирования «запертой» когерентности в работе [2] использовался пробный импульс, преобразующий когерентность поперечных компонент псевдоэлектрических диполей в населенность рабочих уровней активных частиц, которая измерялась авторами работы [2]. Пробный импульс устанавливался либо синфазно, либо противофазно относительно подготовительного импульса. Это приводит к преобразованию «запертой» когерентности либо в возбужденное, либо в основное состояние. В интеграторе, который использовался в эксперименте [2], снимаемые сигналы взаимовычитывались. «Запертую» когерентность также можно регистрировать с помощью четырехимпульсной последовательности вида $X Y X X(\bar{X})$. В этом случае созданная подготовительным импульсом когерентность высвечивается в виде сигнала «запертого» фотонного эха [3].

Произведем расчет трехимпульсной последовательности, изображенной на рис. 1. Воспользуемся методом операторов эволюции в полуклассическом приближении. При этом будем учитывать начальный набег фазы ϕ , устанавливаемый экспериментально, например, с помощью акустооптического модулятора [4]. Решение уравнения движения для одночастичной матрицы плотности примесного атома

без учета процессов релаксации выглядит следующим образом:

$$\rho(t) = L(t)^{-1} \rho_0 L(t). \quad (1)$$

Оператор эволюции определяется следующим образом:

$$L = L_{\tau_3} L_{\Delta t_3} L_{\tau_2} L_{\Delta t_2} L_{\tau_1} L_{\Delta t_1}, \quad (2)$$

где $L_{\Delta t_1}$, $L_{\Delta t_2}$, $L_{\Delta t_3}$ – операторы эволюции импульсов, L_{τ_1} , L_{τ_2} , L_{τ_3} – операторы обратимой дефазировки в промежутке между импульсами. Действуя поэтапно оператором эволюции на начальную матрицу плотности, можно получить следующее выражение для «запертой» когерентности, преобразованной пробным импульсом в населенность рабочих уровней активных частиц, и, пренебрегая обратимой дефазировкой во время действия первого и третьего импульсов, получим:

$$\begin{aligned} \rho(t) \approx \frac{1}{4} \mu_1^* \sin \theta_1 e^{-i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \phi_1)} \sin^2 \left(\frac{\sqrt{a_2^2 + \theta_2^2}}{2} \right) \frac{\theta_2^2}{a_2^2 + \theta_2^2} e^{2i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} + \phi_2)} \mu_3^* \times \\ \times \sin \theta_3 e^{-i(\mathbf{k}_3 \mathbf{r} + \phi_3)} e^{i\Delta\omega(\tau_1 - \tau_2)} R_3 + k.c. \quad (3) \end{aligned}$$

где θ_1 , θ_2 , θ_3 – площади возбуждающих импульсов; \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 , \mathbf{k}_3 – волновые вектора; ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 – начальные фазы импульсов; $a = \Delta\omega\Delta t$, $\Delta\omega$ – расстройка частоты от резонансной, Δt – длительность возбуждающего импульса; R_3 – продольная компонента энергетического спина.

Из формулы (3) можно определить, например, условия фазового синхронизма $\phi = 2\phi_2 - \phi_1 - \phi_3$, согласно которым «запирающее» лазерное поле должно быть сдвинуто по фазе относительно первого импульса на $\pi/2$, а третий импульс должен быть либо в фазе, либо в противофазе относительно первого импульса.

Интенсивность интересующего сигнала будет определяться вычитанием последовательности $X\overline{YX}$ из $X\overline{YX}$:

$$I = \int_{\Delta\omega, \rho} \rho (R_3(\Delta t_3, \Delta\omega, \phi = X) - R_3(\Delta t_3, \Delta\omega, \phi = \overline{X})) d\Delta\omega d\rho, \quad (4)$$

где интегрирование осуществляется по функции расстройки и матрице плотности.

Учет слагаемых, соответствующих процессам релаксации в уравнении движения для матрицы плотности, значительно усложняет его решение. В случае длинных импульсов имеются только численные решения.

Процесс «запирания» с теоретической точки зрения можно рассматривать как усреднение несекулярной (то есть некоммутирующей с «зеemannовским» гамильтонианом) части диполь-дипольного взаимодействия. Такая ситуация схожа с формированием долгоживущего фотонного эха [5]. После воздействия первых двух $\pi/2$ импульсов ось «веера» псевдоэлектрических диполей оказалась параллельной продольной оси z . В протяженной интервале между вторым и третьим импульсами поперечные компоненты псевдоэлектрических диполей усредняются, но остается неизменной их «продольная» компонента, которая после подачи третьего импульса приводит к формированию сигнала долгоживущего фотонного эха.

Процедуру «запирания» можно использовать в фотонных эхо-процессорах, включая в определенное время «запирающее» поле, смещенное на угол $\pi/2$, световой волны. Так, в работе [3] «запирающее» поле, включенное после подготовительного импульса, давало увеличение интенсивности сигнала «запертого» фотонного эха (последовательность $X\overline{YX}X(\overline{X})$) по сравнению со случаем, где отсутствовало «запирание» (последовательность $X\overline{YX}$).

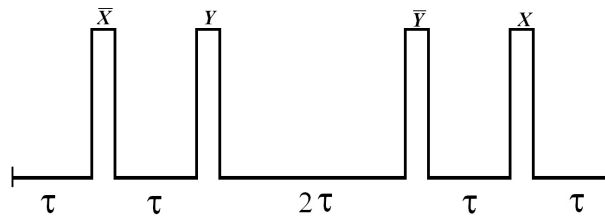


Рис. 2. Четырехимпульсная последовательность, используемая для снятия дипольной ширины спектральных линий. Площадь каждого импульса выбрана равной $\pi/2$. Тогда суммарная импульсная площадь, которая воздействует на резонансную среду, оказывается равной 2π . Символами $\{X; \bar{X}; Y; \bar{Y}\}$ обозначены фазы импульсов

Фотонный локинг также может применяться в квантовых вычислениях, если вместо пробного импульса подавать импульсную последовательность, выполняющую одну из операций обработки информации [6].

2. Техника WANUNA в режиме эхо-процессинга

Возможность сужения однородной ширины спектральной линии, определяемой диполь-дипольным взаимодействием, впервые была высказана автором монографии [7]. Для этой цели использовались различные фазовые многоимпульсные последовательности. Данные методики стали мощным инструментом для исследования ЯМР-спектров твердых тел. Роль относительных фаз оптических импульсов впервые была глубоко проанализирована теоретически и экспериментально авторами работ [1, 8]. Идея реализации в оптике многоимпульсной последовательности WANUNA впервые была высказана в работе [9]. Исследования взаимодействий, приводящих к однородному уширению, показывают, что электрические и магнитные диполь-дипольные взаимодействия активных частиц дают весомый, а иногда, и доминирующий вклад в однородное уширение. Сужение однородной ширины спектральной линии приводит к увеличению характеристического времени фазовой релаксации, следовательно, в твердотельных фотонных эхо-процессорах процедура сужения приведет к прямому увеличению плотности записываемой информации.

Действие четырехимпульсной последовательности усредняет диполь-дипольное взаимодействие между псевдоэлектрическими диполями примесных атомов. Используя технику WANUNA в режиме эхо-процессинга [10], то есть, например, для долгоживущего фотонного эха, вместо референтного и считывающего импульса воздействуя на примесный кристалл сначала подготовительным импульсом (вызывающим появление в среде псевдоэлектрических диполей атомов), а затем последовательностью, изображенной на рис. 2 (для нейтрализации диполь-дипольного взаимодействия), можно заметно улучшить характеристики таких устройств.

Заключение

В настоящее время фазовые оптические последовательности еще не получили такого распространения, как их ЯМР-аналоги; однако использование таких методик может расширить возможности как оптической спектроскопии, так и оптоинформационных технологий.

В твердотельных оптических квантовых компьютерах техника WANUNA может использоваться для управления диполь-дипольным взаимодействием. Фазовые последовательности могут найти применение в эхо-релаксометрии для исследования различных иерархий однородно-уширяющих взаимодействий, в фемтосекундной оптике и нанотехнологиях.

Авторы работы выражают благодарность А.А. Калачеву за плодотворные дискуссии.

Данная работа поддержана грантами РФФИ (№ 07-02-00883а, 05-02-16003а, 04-02-81009-Бел2004), «Фондом содействия отечественной науке», программами Президиума РАН «Квантовая макрофизика» и ОФН РАН «Оптическая спектроскопия».

Summary

I.Z. Latypov, S.V. Petrushkin, V.V. Samartsev. Ways of the decision of a problem of optical "Locking" in photon echo-processors.

Multipulse optical phase-coherent sequences is theoretically analyzed. It is shown, that by means of such type of pulse sequences it is possible to increase time of coherence systems of pseudo-electric dipoles of atoms. It is discussed, as the given techniques can be realized for optimization of work photon echo-processors and increase in capacity of the written down information.

Литература

1. Warren W.S., Zewail A.H. Multiphase phase-coherent laser pulses in optical spectroscopy // J. Chem. Phys. – 1983. – V. 75. – P. 2279–2297.
2. Sleva E.T., Xavier I.M. jr., Zewail A.H. Photon locking // J. Opt. Soc. Amer. B. – 1986. – V. 3. – P. 483–486.
3. Vreeker R., Glasbeek M., Zewail A.H. Photon locking and its observation by the probe-echo method: application to optical and microwave transitions // J. Chem. Phys. – 1989. – V. 93. – P. 658–664.
4. Orłowsky T.E., Jones K.E., Zewail A.H. Measurements of molecular dephasing and radiationless decay by laser-acoustic diffraction spectroscopy // Chem. Phys. Lett. – 1978. – V. 54. – P. 197–202.
5. Азмедиев Н.Н., Самарцев В.В. Долгоживущие оптические эхо и оптическая память // Новые физические принципы оптической обработки информации. – М.: Наука, 1990. – С. 326–359.
6. Петрушкин С.В., Самарцев В.В. Лазерное охлаждение твердых тел. – М.: Физматлит, 2005. – 224 с.
7. Waugh J.S. New NMR Methods in Solid State Physics. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1976. – 170 p.
8. Warren W.S., Zewail A.H. Optical analog of NMR phase coherent multiple pulse spectroscopy // J. Chem. Phys. – 1981. – V. 75. – P. 5956–5958.
9. Кавеева З.М., Самарцев В.В. Световое эхо в режиме двойных резонансов // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. – 1981. – Т. 45. – С. 1537–1543.
10. Латыпов И.З., Петрушкин С.В., Самарцев В.В. Многоимпульсные оптические последовательности в твердотельных фотонных эхо-процессорах // Изв. РАН. Сер. Физическая. – 2006. – № 12. – С. 1771–1175.

Поступила в редакцию
05.02.07

Латыпов Ильнур Зиннурович – магистрант физического факультета Казанского государственного университета, инженер лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *bibidey@mail.ru*

Петрушкин Сергей Валериевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *petrushkin@samartsev.com*

Самарцев Виталий Владимирович - доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *samartsev@kfti.knc.ru*