Phys Rev., 1981, C 24, p. 2008. [4] Марченко В. А. Спектральная теория операторов Штурма—Лиувилля. Киев, 1972. [5] Лундина Д. Ш., Маркин С. А. В кн.: Теория функций, функциональный анализ и их приложения. Вып. 14. Л., 1971, с. 105. [6] Sprung D. W. L., Strivasava M. K. Nucl. Phys., 1969, A139, p. 605.

Поступила в редакцию
29.11.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 620.179.162, 535.339

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ОБРАЩЕННОГО ФОТОННОГО ЭХА В ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

С. Д. Буйко, В. М. Петникова, С. А. Плешанов, В. В. Шувалов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Нелинейные когерентные взаимодействия света с резонансными средами находят широкое применение в лазерной спектроскопии [1—3] и динамической голографии [4, 5]. По-видимому, перспективным является использование этих процессов для решения задач, требующих обращения волнового фронта (ОВФ) как в пространстве [5], так и во времени [6]. Исследования когерентных эффектов с учетом «памяти» среды приобретают актуальность при ОВФ в поле встречных пикосекундных импульсов накачки, пространственная длительность которых меньше длины нелинейного взаимодействия. При этом четырехфотонный параметрический процесс происходит в разнесенных во времени полях, т. е. наблюдается эффект индуцированного фотонного эха [1].

Целью настоящей работы являлось исследование степени искажений волнового фронта, вносимых в обращенный сигнал. Рассмотрены однофотонные резонансные переходы в парах щелочных металлов. При этом наличие искажений в сигнале индуцированного эха обусловлено движением атомов, т. е. эффектом Доплера и пролетными явлениями.

Степень вносимых искажений характеризуется функцией разброса нестационарного параметрического преобразователя [6], которая и найдена в работе. Ширина этой функции позволяет судить о разрешающей способности при обращении сигнала сложной пространственной структуры и определяет предельные возможности рассматриваемого метода ОВФ.

Пусть в момент времени t_i ($i=1, 2, 3$) на двухуровневый атом в точке с координатой $\mathbf{r}-\mathbf{v}(t-t_1)$, летящий со скоростью $\mathbf{v}$, действуют короткие световые импульсы площадью ψ_i. Наведенная поляризация может быть определена по общепринятой методике решений уравнений Блоха для компонент матрицы плотности [1]. В дальнейшем предполагалось, что длительность импульсов много меньше времен продольной и поперечной релаксации $T_{1,2}$, а их частота ω близка к частоте перехода Ω. Это позволило пренебречь релаксационными членами и отстройкой от резонанса во время действия импульсов, ограничившись их учетом только на временных интервалах между импульсами.

Если импульсы накачки 1 и 3 — плоские волны, распространяющиеся навстречу друг другу вдоль оси z, а импульс 2 — сигнальный, то фурье-компонента поляризации, ответственная за высвечивание обращенного индуцированного эха, имеет вид

$$P_4 = i\frac{2\mu\Delta n}{\hbar(u\sqrt{\pi})^3}\int d\mathbf{v}e^{-v^2/u^2}\sin\psi_1\sin\psi_2\sin\psi_3\exp\{-\gamma_2(t-t_3+t_2-t_1)-$$

$$-\gamma_1(t_3-t_2)-i\mathbf{v}(\mathbf{k}_4t-\mathbf{k}_1t_1+\mathbf{k}_2t_2-\mathbf{k}_3t_3)+$$
$$+i\delta(t_1-t_2+t_3)-i(\omega t-\mathbf{k}_4\mathbf{r})\}, \qquad (1)$$
$$t_i=t_{i0}+\frac{\mathbf{n}_i}{c}[\mathbf{r}-\mathbf{v}(t-t_i)].$$

Здесь $\mathbf{k}_{1-3}=k\mathbf{n}_{1-3}$, $\mathbf{k}_4=k(\mathbf{n}_1+\mathbf{n}_2-\mathbf{n}_3)$ — волновые векторы; $\delta=\omega-\Omega$ — отстройка от резонанса; μ — дипольный момент перехода; Δn — равновесная разность населенностей; u — средняя тепловая скорость атомов; t_{i0} — момент прихода i-го импульса в плоскость $z=0$; $\gamma_{1,2}=T_{1,2}^{-1}$.

Анализ этого выражения показывает, что полная компенсация эффекта Доплера наблюдается лишь при коллинеарном распространении всех волн. Высвечивание сигнала обращенного эха происходит в момент времени

$$t_4=t_2+(\mathbf{n}_1\cdot\mathbf{n}_2)(t_3-t_1). \qquad (2)$$

Очевидно, что появление эха возможно только при определенной последовательности действия импульсов $t_1<t_2<t_3$ и при попутном направлении распространения сигнала 2 и накачки 1. В частности, первое из этих условий ограничивает длину нелинейного взаимодействия.

Момент действия сигнального импульса входит в (2) с положительным знаком. Это означает, что пространственное ОВФ не сопровождается обращением во времени. При $t_2<t_1$ сигнал обращается во времени при частичном ОВФ лишь по поперечным составляющим волнового вектора. Легко убедиться, что в отличие от традиционных систем ОВФ полное обращение волновых фронтов сложной формы принципиально невозможно. Вносимые искажения обусловлены как неполной компенсацией эффекта Доплера, так и неодновременностью момента высвечивания эха (2) разными атомами протяженной среды.

Метод построения функции разброса заключается в определении отклика системы ОВФ на точечный сигнальный источник излучения в линейном приближении ($\sin\psi_2\simeq\psi_2$) [6]. Найденная поляризация (1) через неоднородное волновое уравнение определяет отклик системы на плоскую сигнальную волну с поперечной проекцией волнового вектора $k\mathbf{n}_{2\perp}$. В условиях приближения заданных полей пространственная структура эхо-сигнала $E_4(\rho)$, отвечающего за ОВФ изображения точечного объекта, является двумерным интегралом Фурье:

$$E_4(\rho, z^*)=\frac{k^2}{(2\pi)^2}\int E_4(\mathbf{n}_{2\perp}, z^*)\,e^{ik\rho\mathbf{n}_{2\perp}}d\mathbf{n}_{2\perp}.$$

Здесь

$$z^*=\frac{u^2}{2c}(\tau+t_{30})\left[\frac{1}{2}\gamma_1t_{40}+(\gamma_2-\gamma_1)t_{30}\right],$$
$$\rho=(x, y);\ \tau=t-(t_{30}+t_{20}-t_{10}),$$

— плоскость оптимальной фокусировки, в которой функция разброса вещественна и имеет минимальную ширину. Сдвиг этой плоскости относительно расположения объекта $z=0$ обусловлен движением атомов в интервалах между действием импульсов и зависит от времени. Время τ отсчитывается от начала высвечивания эхо-сигнала в плоскости $z=0$.

В параксиальном приближении

$$E_4(\rho, z^*)=E_0e^{iA-\frac{k^2u^2\tau^2}{4}}\sum_{j=1,2}f_j\frac{e^{-(\rho/\Delta\rho_j)^2}}{\Delta\rho_j^2}\left\{1+\frac{B+[1-(\rho/\Delta\rho_j)^2}{\Delta\rho_j^2}\right\},$$

где

$$E_0 = \frac{c\mu\Delta n}{\pi\hbar\gamma_1}\psi_2 \sin\psi_1 \sin\psi_3 \exp[-\gamma_2(2t_{20}-\tau)-\gamma_1(t_{30}-t_{10})];$$

$$f_1 = 1;\ f_2 = -e^{-\gamma_1 l/c};\ \Delta\rho_1^2 = u^2 t_{30}(t_{30}+\tau);\ \Delta\rho_2^2 = \Delta\rho_1^2 + \frac{\gamma_1 l}{2c}B_-;$$

$$A = \frac{u^2 k\tau}{2c}[(\gamma_1-\gamma_2)\tau - \gamma_1 t_{40}];\ B_\pm = k^{-2}\left[1 \pm \frac{2u^2k^2}{\gamma_1}(t_{30}+\tau)\right].$$

Ширина этой функции определяется величинами $\Delta\rho_{1,2}$, зависящими от смещения атомов за время взаимодействия света со средой. Для типичных параметров систем ОВФ на парах щелочных металлов ($l=5$ см, $u=10^4 \div 10^5$ см/с, $\gamma_1=10^7$ с, $\gamma_2=5\cdot10^7$ с, $k=10^5$ см$^{-1}$, $t_{30}=10^{-8}$ с) $\Delta\rho_1 \simeq \Delta\rho_2 \simeq 10^{-3} \div 10^{-4}$ см. При $\tau=0$ именно эта величина определяет предельную разрешающую способность системы.

Разрешающая способность системы нестационарного ОВФ ограничивается не только рассмотренным здесь эффектом Доплера, но и расходимостью волн накачки [6]. Если их угловой спектр определяется дифракционной расходимостью на входной апертуре, то соответствующий вклад в ширину функции разброса будет того же порядка, что и $\Delta\rho_{1,2}$ при диаметре пучков около 1 мм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Шумейкер Р. В кн.: Лазерная и когерентная спектроскопия. М.: Мир, 1982. [2] Маныкин Э. А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ. 1982, 46, с. 538. Самарцев В. В. Там же, с. 524. [3] Набойкин Ю. В., Самарцев В. В., Шейбут Ю. Е. Укр. физ. журн., 1981, 5, с. 705. [4] Штырков Е. И. и др. ЖЭТФ, 1981, 81, с. 1977. [5] Fujita M. et al. J. Phys. Soc. Japan, 1982, 51, p. 2582. [6] Воронин Э. С., Петникова В. М., Шувалов В. В. Квант. электроника, 1981, № 5, с. 917.

Поступила в редакцию
09.01.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 517.9

СТРУКТУРА ХАОСА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ НЕЛИНЕЙНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА ГАРМОНИЧЕСКОЙ ВНЕШНЕЙ СИЛОЙ

Н. И. Желудев, В. А. Макаров, А. В. Матвеева, Ю. П. Свирко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Исследование колебаний ангармонического осциллятора с периодической внешней силой (ВС) представляет значительный интерес для многих областей физики. Его поведение в приближении кубической нелинейности определяется уравнением

$$\ddot{x}+\alpha\dot{x}+x-\gamma x^3=\cos\omega t, \tag{1}$$

которое, например, хорошо описывает работу нелинейных колебательных контуров. В оптике ангармонический осциллятор широко используется в качестве наиболее простой модели взаимодействия связанных зарядов с полем электромагнитной волны для расчета нелинейной поляризации среды.

В последние годы многие нелинейные уравнения интенсивно исследовались численно. В ряде случаев были обнаружены решения с непре-