Известия НАН Армении, Физика, т. 34, № 6, с. 329-332 (1999)

УДК 538.61

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА С НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Г.Г. ГРИГОРЯН, Е.Т. ПАШАЯН, В.О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 4 марта 1999 г.)

Показано, что величина вероятности поглощения и дипольный момент атома обусловлены интерференцией между различными спектральными компонентами немонохроматического излучения, вовлеченными в нелинейный процесс взаимодействия. В случае нарушения симметрии спектрального распределения относительно резонансной частоты, атом может оказаться в возбужденном состоянии, даже если в спектре импульса не содержится резонансной компоненты.

Как известно, в точном резонансе, для спектрально-ограниченных импульсов вероятность перехода атома в возбужденное состояние определяется только площадью импульса (см., например, [1]), т.е.

$$\left|a_2(\infty)\right|^2 = \left|\sin\int_{-\infty}^{\infty} V dt\right|^2 = \sin^2 \tilde{V}(\omega_{21}), \tag{1}$$

где $\tilde{V}(\omega_{21})$ – спектральная компонента импульса на частоте атомного перехода. Таким образом, вероятность перехода зависит только от спектральной компоненты на резонансной частоте. Однако, как продемонстрировано в [2], при отличной от нуля расстройке резонанса вероятность перехода начинает существенно зависеть от формы временной огибающей. Зависимость от формы импульса означает, что не только спектральная компонента на резонансной частоте, но и все остальные компоненты вносят свой вклад в вероятность перехода [3].

В настоящей работе показано, что атом может оказаться в возбужденном состоянии после взаимодействия с импульсом, даже если в спектральном распределении импульса нет резонансной компоненты. Это объясняется тем, что такая компонента может излучаться в процессе нелинейного взаимодействия излучения с атомом. Кажущееся противоречие с [1] объясняется деструктивной интерференцией, обусловленной полной симметрией спектрального распределения импульса относительно частоты атомного перехода в случае точного резонанса, в то время как расстройка от резонанса нарушает эту симметрию.

В работе [4] приведен удобный способ использования нестационарной теории возмущений [5] для расчета с требуемой точностью вероятности возбуждения двухуровневого атома в поле импульса излучения. Для указанной вероятности во втором порядке была получена формула ($a_2(-\infty)=0$)

$$|a_2(+\infty)|^2 = \left| V(\omega_{21}) - \frac{1}{4\pi^2} \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int \frac{V^*(\omega_1+\omega_2-\omega_{21})V(\omega_1)V(\omega_2)d\omega_1 d\omega_2}{(\omega_{21}-\omega_1+i\varepsilon)(\omega_{21}-\omega_2-i\varepsilon)} \right|^2, \qquad (2)$$

где $V(\omega)$ - фурье-образ частоты Раби $V(t)=\frac{\mathbf{E}(t)\mathbf{d}_{12}}{\hbar}$, $\mathbf{E}(t)$ - напряженность поля лазерного импульса, $\mathbf{d}_{12}$ - дипольный момент атомного перехода. Если спектральная форма и ширина импульса излучения позволяют, не нарушая условий применимости двухуровневой модели, выделить несущую частоту (ω_0), то в формуле (2) можно перейти к резонансному приближению:

$$|a_2(+\infty)|^2 = \left| \widetilde{V}(\omega_{21}) - \frac{1}{4\pi^2} \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int \frac{\widetilde{V}^*(\omega_1+\omega_2-\Delta)\widetilde{V}(\omega_1)\widetilde{V}(\omega_2)d\omega_1 d\omega_2}{(\Delta-\omega_1+i\varepsilon)(\Delta-\omega_2-i\varepsilon)} \right|^2, \qquad (3)$$

где $\widetilde{V}(\omega)$ есть фурье-образ функции $\widetilde{V}(t)=-\frac{\mathcal{E}(t)\mathbf{d}_{12}}{\hbar}$, $\mathcal{E}(t)$ — огибающая импульса, $\Delta=\omega_{21}-\omega_0$. В этом же приближении для фурье-компоненты дипольного момента атома в поле имеем

$$\mathbf{D}(\omega) = -\frac{\mathbf{d}_{12}}{\Delta-\omega-i\varepsilon}\left(\widetilde{V}(\omega) - \frac{1}{2\pi^2}\widetilde{V}_{\text{нл}}(\omega)\right), \qquad (4)$$

$$\widetilde{V}_{\text{нл}}(\omega) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int \frac{\widetilde{V}(\omega-\omega_1+\omega_2)\widetilde{V}(\omega_1)\widetilde{V}^*(\omega_2)}{(\Delta-\omega_1-i\varepsilon)(\Delta-\omega_2+i\varepsilon)} d\omega_1\omega_2. \qquad (4')$$

Второй член в выражении (4) описывает процессы четырехфотонного смешения $(\omega-\omega_1+\omega_2)+\omega_1-\omega_2 \to \omega$, где ω_1 и ω_2 принадлежат спектру падающего импульса. Легко показать, что остальные члены ряда описывают подобные же многофотонные процессы высшего порядка.

Выражение (3) показывает, что, даже если в спектре импульса нет резонансной компоненты, подобная компонента рождается в процессе нелинейного взаимодействия и вероятность перехода может отличаться от нуля в следующих порядках теории возмущений. Например, во втором приближении необходимым условием для этого является наличие ненулевой спектральной компоненты хотя бы на одной из трехфотоннных частот, т.е. $\widetilde{V}(\omega_{21}-\omega_1-\omega_2)$.

Отметим, что как следует из формул (4), (4′), четырехфотонные (а также высшего порядка) параметрические процессы приводят к уширению спектра импульса, что в свою очередь обусловливает фазовую самомодуляцию при распространении в среде [6,7]). В случае спектрально-ограниченных импульсов в точном резонансе спектр не уширяется, а фазовая самомодуляция отсутствует (см., например, [6]). Это объясняется деструктивной интерференцией между различными спектральными компонентами, излученными в процессе нелинейного взаимодействия. Для иллюстрации рассмотрим два импульса, несущие частоты которых находятся в точном резонансе, временные огибающие имеют вид

$$V_1(t) = \frac{1}{2\pi}\frac{V_0}{1+(t/T)^2}\exp\left\{-i\,\mathrm{arctg}\frac{2t/T}{1-(t/T)^2}\right\},$$

$$V_2(t) = \frac{1}{\pi}\frac{V_0}{1+(t/T)^2}\cos\left\{\mathrm{arctg}\frac{2t/T}{1-(t/T)^2}\right\}, \tag{5}$$

а спектральные распределения являются вещественными функциями частоты. Спектральное распределение первого импульса несимметрично, а второго - симметрично относительно частоты резонансного перехода. Особенностью этих импульсов является то, что, хотя несущая частота равна частоте атомного перехода, спектральная компонента $V(\omega_{21})=0$ в обоих случаях и вероятность перехода в первом приближении теории возмущений также равна нулю: $|a_2|^2=0$. Однако уже в следующем приближении для первого импульса вероятность перехода $|a_2|^2=\left(\frac{(V_0T)^2}{16\pi^2}\right)^2$ отлична нуля, в то время как для второго импульса вероятность поглощения остается равной нулю. Это указывает на то, что в случае симметричного спектрального распределения имеет место деструктивная интерференция между различными спектральными компонентами, излученными в нелинейных многофотонных процессах, в то время как в случае несимметричного спектрального распределения некоторые спектральные компоненты интерферируют конструктивно.

Приведем расчеты, наглядно демонстрирующие вышесказанное. Рассмотрим вначале бихроматическое поле $V(\omega)=V_0\delta(\omega-\omega_{01})+V_1\delta(\omega-\omega_{02})$. Подставляя это выражение в (2), получим

$$\begin{aligned}|a_2(\infty)|^2 = \Bigg| & V_0\delta(\omega_{21}-\omega_{01})+V_1\delta(\omega_{21}-\omega_{02}) - \\ & -\frac{1}{4\pi^2}\delta(\omega_{01}-\omega_{21})\left\{\frac{V_0|V_0|^2}{(\omega_{21}-\omega_{01})^2+\varepsilon^2}+\frac{2|V_1|^2V_0((\omega_{21}-\omega_{01})(\omega_{21}-\omega_{02})+\varepsilon^2)}{((\omega_{21}-\omega_{01})^2+\varepsilon^2)((\omega_{21}-\omega_{02})^2+\varepsilon^2)}\right\} - \\ & -\frac{1}{4\pi^2}\delta(\omega_{02}-\omega_{21})\left\{\frac{V_1|V_1|^2}{(\omega_{21}-\omega_{02})^2+\varepsilon^2}+\frac{2|V_0|^2V_1((\omega_{21}-\omega_{01})(\omega_{21}-\omega_{02})+\varepsilon^2)}{((\omega_{21}-\omega_{01})^2+\varepsilon^2)((\omega_{21}-\omega_{02})^2+\varepsilon^2)}\right\} - \\ & -\frac{1}{4\pi^2}\delta(2\omega_{01}-\omega_{02}-\omega_{21})\frac{V_1^*V_0^2}{(\omega_{21}-\omega_{01})^2+\varepsilon^2}-\frac{1}{4\pi^2}\delta(2\omega_{02}-\omega_{01}-\omega_{21})\frac{V_0^*V_1^2}{(\omega_{21}-\omega_{02})^2+\varepsilon^2}\Bigg|^2 .\end{aligned} \tag{6}$$

т.е. атом может быть возбужден, даже если в спектре падающего поля отсутствует резонансная компонента, т.е. $\omega_{0i}\neq\omega_{21}$ (I = 1,2), но имеется "трехфотонная", т.е. удовлетворяющая одному из двух условий: $2\omega_{01}-\omega_{02}=\omega_{21}$ или $2\omega_{02}-\omega_{01}=\omega_{21}$. Заметим, что эти условия могут удовлетворяться лишь в случаях, когда обе компоненты бихроматического поля расположены по одну сторону от резонансной частоты.

В случае эквидистантного тетрахроматического поля $V(\omega)=V_1\delta(\omega-\omega_{01})+V_2\delta(\omega-\omega_{02})+V_3\delta(\omega-\omega_{03})+V_4\delta(\omega-\omega_{04})$, где $\omega_{01}=$ $=\omega_{21}+\Omega$, $\omega_{02}=\omega_{21}+2\Omega$, $\omega_{03}=\omega_{21}-\Omega$, $\omega_{04}=\omega_{21}-2\Omega$, имеем

$$\left|a_2(\infty)\right|^2=\frac{\delta^2(0)}{(\Omega^2+\varepsilon^2)^2}\left|V_1^2V_2^*+V_3^2V_4^*-V_1V_4V_3^*-V_2V_3V_1^*\right|^2. \qquad (7)$$

Легко видеть, что если выполняется условие $V_1V_2^*=V_4V_3^*$ (симметричное спектральное распределение), то вероятность перехода обращается в нуль. Вероятность перехода максимальна, если выполняется условие $V_1V_2^*=-V_4V_3^*$. Следовательно, соотношение между фазами и интенсивностями спектральных компонент поля определяет вероятность перехода атома [3]. Следовательно, в спектре симметричного импульса интерференция между компонентами поля может привести к нулевой населенности верхнего уровня в зависимости от фазовых соотношений.

Таким образом, если в случае точного резонанса вероятность перехода зависит только от спектральной компоненты на резонансной частоте, то в случае отстройки от резонанса (или фазово-модулированных импульсов) атом может возбуждаться резонансной частотой, рожденной в процессе нелинейного взаимодействия. Кажущееся отсутствие подобного параметрического взаимодействия в случае точного резонанса обусловлено деструктивной интерференцией, которую обеспечивает полная симметрия спектра.

Авторы выражают благодарность М.Л.Тер-Микаеляну за многочисленные обсуждения и полезные замечания.

Работа выполнена в рамках научной темы 96-772, финансируемой из государственных централизованных источников Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **S.L.McCall, E.L.Hahn.** Phys. Rev. Lett., **18**, 308 (1967).
2. **P.R.Berman, Lixin Yan, Keng-Hwee Chiam, Ruwang Sung.** Phys. Rev. **A**, **57**, 1 (1998).
3. **В.Е.Мкртчян, В.О.Чалтыкян.** ДАН Арм. ССР, **81**, 186 (1985).
4. **Г.Г.Григорян, Е.Т.Пашаян, В.О.Чалтыкян.** Изв. НАН Армении, Физика, **34**, 266 (1999).
5. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Квантовая механика. М., Наука, 1980.
6. **L.W.Casperson.** Phys. Rev. A, **57**, 609 (1998).
7. **M.L.Ter-Mikaelyan, G.G.Grigoryan.** Laser Physics, **5**, 1171 (1995).

INTERFERENCE EFFECTS IN INTERACTION OF TWO-LEVEL ATOM WITH NONMONOCHROMATIC RADIATION

G.G. GRIGORYAN, Y.T. PASHAYAN, V.O. CHALTYKYAN

It is shown that absorbtion probability and atom dipole moment spectrum are governed by interference between different spectral components of nonmonochromatic radiation involved in nonlinear interaction process. Spectral distribution symmetry with respect to the resonance frequency being destroyed, the atom can be excited even if there is no resonance component.