

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ АТОМОВ ВБЛИЗИ МАТЕРИАЛЬНОГО ТЕЛА

Г.Н.Николаев

Теоретически исследована беззеркальная оптическая бистабильность (БОБ) в системе двухуровневых атомов, находящихся вблизи материального тела. Условия возникновения БОБ в этом случае могут существенно (на несколько порядков) отличаться от условий в отсутствие твердого тела.

1. В последнее десятилетие явлению оптической бистабильности (ОБ) уделяется пристальное внимание исследователей как с точки зрения перспективы практического применения в системах оптических вычислений, так и с чисто научной точки зрения как интересного физического явления ¹. Особенно привлекательно явление беззеркальной оптической бистабильности (БОБ), предсказанной и обнаруженной в различных физических системах, в том числе в коллективе двухуровневых атомов ¹.

В настоящей работе теоретически исследована БОБ в системе двухуровневых атомов, находящихся вблизи материального тела.

2. Рассмотрим коллектив излучателей (атомов, молекул, ядер) вблизи материального тела, взаимодействующих радиационно с резонансным электромагнитным полем. Для определенности будем говорить далее об атомных переходах. Эту систему будем описывать полностью квантовомеханически, т.е. будем считать квантованными как атомы, так и электромагнитное поле.

Полный гамильтониан состоит из трех слагаемых:

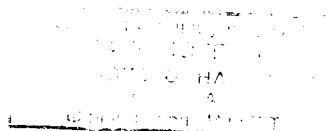
$$\hat{H} = \hat{H}_a + \hat{H}_f + \hat{H}_{int}, \quad (1)$$

где \hat{H}_a , \hat{H}_f и \hat{H}_{int} - гамильтонианы атомной подсистемы, свободного электромагнитного поля и взаимодействия атомной подсистемы с электромагнитным полем соответственно:

$$\hat{H}_a = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sum_{k=1}^N \hat{\sigma}_{k3}. \quad (2.1)$$

$$\hat{H}_{int} = -\frac{1}{c} \int \hat{j}(\vec{r}, t) \hat{A}(\vec{r}, t) d\vec{r}. \quad (2.2)$$

Здесь ω_0 - резонансная частота атомного перехода, $\hat{A}(\vec{r}, t)$ - оператор векторного потенциала электромагнитного поля, $\hat{j}(\vec{r}, t)$ - оператор плотности тока атомного



перехода (будем считать далее атомы точечными):

$$\hat{j}(\vec{r}, t) = \sum_{k=1}^N [\vec{j}_k \hat{\sigma}_{k+}(t) + \vec{j}_k^* \hat{\sigma}_{k-}(t)] \delta(\vec{r} - \vec{r}_k), \quad (3)$$

где σ_3, σ_{\pm} - спиновые операторы Паули, \vec{j}_k - матричный элемент положительно-частотной части оператора плотности тока перехода K -го атома, \vec{r}_k - его радиус-вектор.

Гамильтониану (1) соответствует следующая система уравнений Гейзенберга для операторов:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{k+}}{dt} = i\omega_0 \hat{\sigma}_{k+} + \frac{i}{\hbar c} \vec{j}_k^* \hat{A}(\vec{r}_k, t) \hat{\sigma}_{k3}, \quad (4.1)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}_{k3}}{dt} = \frac{2i}{\hbar c} (\vec{j}_k \hat{\sigma}_{k+} - \vec{j}_k^* \hat{\sigma}_{k-}) \hat{A}(\vec{r}_k, t), \quad (4.2)$$

$$\vec{r} \hat{\sigma}_1 \hat{\sigma}_2 \hat{A}(\vec{r}, t) + \frac{d^2}{c^2 dt^2} \int \int_{-\infty}^t \epsilon(\vec{r}, \vec{r}'; t-t') \hat{A}(\vec{r}', t') d\vec{r}' dt' = \frac{4\pi}{c} \hat{j}(\vec{r}, t). \quad (4.3)$$

Решение последнего уравнения представимо, как известно, в виде суммы решения однородного уравнения (4.3) $\hat{A}_0(\vec{r}, t)$ и вынужденного решения, выраженного через фотонный пропагатор в среде $\vec{D}(\vec{r}, \vec{r}'; t-t')$:

$$\hat{A}(\vec{r}, t) = \hat{A}_0(\vec{r}, t) - \frac{1}{\hbar c} \int \int_{-\infty}^t \vec{D}(\vec{r}, \vec{r}'; t-t') \hat{j}(\vec{r}', t') d\vec{r}' dt'. \quad (5)$$

Из системы (4) можно получить уравнения для разности заселенностей уровней атомов Δ_k и когерентности $\rho_k = \langle \sigma_{k-} \rangle \exp(+i\omega t)$ между ними:

$$\frac{d\rho_k}{dt} = -(\gamma_k - i\tilde{\Omega}_k) \rho_k - i[G_k - \sum_{m \neq k} \Gamma_{km} \rho_m] \Delta_k, \quad (6.1)$$

$$\frac{d\Delta_k}{dt} = -2\gamma_k (I + \Delta_k) - 4\text{Im}[G_k - \sum_{m \neq k} \Gamma_{km} \rho_m] \rho_k^*. \quad (6.2)$$

Здесь $G_k = \vec{E}_k \vec{d}_k / 2\hbar$, \vec{E}_k - напряженность электрического поля падающей световой волны в месте нахождения k -го атома, \vec{d}_k - дипольный момент его оптического перехода, ω - частота падающего света, $\tilde{\Omega}_k = \omega - \omega_0 - \delta_k$, $\delta_k = \text{Re}(\Gamma_{kk})$, $\gamma_k = \text{Im}(\Gamma_{kk})$.

$$\Gamma_{km} = -\left(\frac{\omega_0}{\hbar c}\right)^2 \vec{d}_k \vec{D}(\vec{r}_k, \vec{r}_m; \omega_0) \vec{d}_m^*.$$

Вследствие линейности уравнений Максвелла фурье-компонента фотонного пропагатора $\vec{D}(\vec{r}_k, \vec{r}_m; \omega)$ состоит из части $\vec{D}^v(\vec{r}_k, \vec{r}_m; \omega)$ для свободного пространства и части, обусловленной присутствием материального тела $\vec{D}^b(\vec{r}_k, \vec{r}_m; \omega)$. Для свободного пространства $\text{Im} \vec{D}_{ii}^v(R, R; \omega_0) = -2\hbar\omega_0/c^2$, что обуславливает вклад радиационного затухания γ_0 изолированного атома в γ_k .

Вторые слагаемые в квадратных скобках (6) пропорциональны электрическому полю поляризации всех остальных атомов (полю Лоренца). Обусловленная им нелинейность и приводит к бистабильности стационарного решения системы (6). Другими словами, бистабильность возникает из-за взаимодействия атомов между собой через поле дипольного переизлучения.

3. Рассмотрим более подробно ситуацию, когда атомы расположены равномерно на расстоянии R от плоской поверхности твердого тела с диэлектрической проницаемостью ϵ . Пусть световая волна падает нормально к поверхности. В этом случае динамика всех атомов одинакова, так что индексы у Δ , γ и ρ в (6) можно опустить. В стационарных условиях из системы (5) можно получить следующее соотношение между нормированными амплитудами полей - исходного Y и полного X , действующего на атомы:

$$|Y|^2 = |X|^2 \left[(1 + \Omega^2 + |X|^2 + N_1)^2 + N_2^2 \right] / (1 + \Omega^2 + |X|^2)^2. \quad (7)$$

Здесь $N_1 = 2(C' - C''\Omega)$, $N_2 = 2(C'' + C'\Omega)$, $C = C' + iC'' = i \sum_{m, k \neq m} \Gamma_{km} / (2\gamma)$; $\Omega = \tilde{\Omega} / \gamma$; $\gamma = \gamma_0 + \gamma_b$; $Y = \sqrt{2}G / \gamma$; $X = Y + Y_L$; $Y_L = i2\sqrt{2}C\rho$.

Выражение (7) совпадает по форме с полученным в работе ³, в которой исследована бистабильность ансамбля атомов в вакууме.

Вторая часть константы затухания γ_b связана с влиянием материального тела и для наиболее интересного случая $R \ll \lambda$ имеет вид:

$$\gamma_b = \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda}{R} \right)^3 \text{Im} \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \right) \gamma_0. \quad (8)$$

В случае отсутствия твердого тела

$$C = C_0 = \pi n_s \lambda^2, \quad (9)$$

где n_s - поверхностная плотность атомов. В этом случае бистабильность, описываемая выражением (7), чисто абсорбционная.

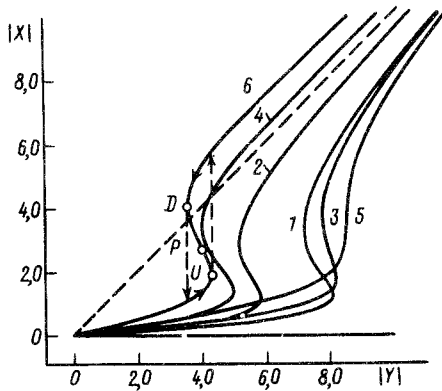


Рис.1

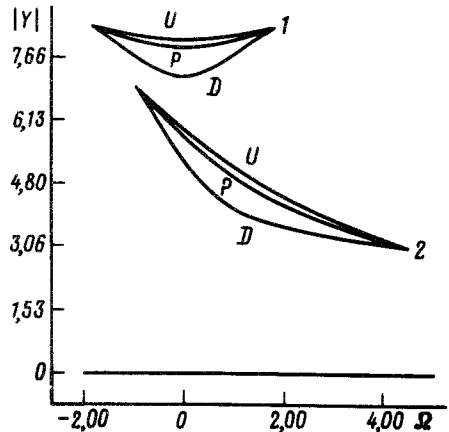


Рис.2

Рис. 1. Зависимости напряженностей действующего на атом поля $|X|$ и поля световой волны $|Y|$ при различных C' , C'' и Ω : 1 - $\Omega = 0$, $C' = 7$, $C'' = 0$; 2 - $\Omega = 0$, $C' = 2$, $C'' = 5$; 3 - $\Omega = 1$, $C' = 7$, $C'' = 0$; 4 - $\Omega = 1$, $C' = 2$, $C'' = 5$; 5 - $\Omega = 2$, $C' = 7$, $C'' = 0$; 6 - $\Omega = 2$, $C' = 2$, $C'' = 5$

Рис. 2. Зависимость точек бифуркации и точки перегиба - U , D и P соответственно (см. также рис.1) - от Ω при различных C' , C'' : 1 - $(C', C'') = (7, 0)$; 2 - $(C', C'') = (2, 5)$. Экстремальные точки (U , D и P) кривой 5 на рис.1 неразличимы между собой. Им соответствует правая точка слияния семейства кривых 2 на данном рисунке. Правее этой точки (при больших значениях $\tilde{\Omega}$) бистабильность исчезает. Аналогично бистабильность пропадает также левее другой точки слияния семейства кривых

Наличие материального тела приводит к дополнительному вкладу в C ($R \ll \lambda$) :

$$C = C_0 \left[1 + \frac{1-\epsilon}{1+\epsilon} (-0,5 - \nu + \ln(\lambda/2R) + i\pi/2) \right] \gamma_0/\gamma, \quad (10)$$

где $\nu = 0,5771\dots$ - константа Эйлера ⁴.

4. Одна из качественных особенностей, связанных с присутствием материального тела, состоит в том, что БОБ системы атомов становится смешанной абсорбционно-дисперсионной из-за появления мнимой части C . Вследствие этого порог возникновения БОБ по интенсивности света уменьшается (рис. 1).

Другое качественное отличие обсуждаемой БОБ от чисто абсорбционной - расширение области существования и появление асимметрии БОБ относительно Ω (рис. 2).

Существенного снижения требований к условиям возникновения БОБ можно ожидать при $\text{Re}(1 + \epsilon) \sim 0$ (см. (10)), когда могут возбуждаться, например, поверхностные поляритоны. В этом случае БОБ может наблюдаться при плотностях атомов, на несколько порядков меньше, чем в отсутствие твердого тела.

Литература

1. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика, ч. II. М.: Наука, 1979.
3. Nassan S.S., Bullough R.K. In: Optical Bistability (eds.: Ch. Bowden, M.Giftan, H.Robf), 1981, New York: Rlenum Press.
4. Абрамович М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979.

Институт автоматике и электрометрии
Сибирского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 июля 1990 г.
После переработки
21 сентября 1990 г.