

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ ПРИ УШИРЕНИИ СОБСТВЕННЫМ ДАВЛЕНИЕМ

С.Г.Раутиан

*Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН
630090, Новосибирск*

Поступила в редакцию 13 июля 1992 г.

В последние годы заметное внимание уделяется так называемой оптической бистабильности, то есть неоднозначности стационарного состояния среды в электромагнитном поле, причем речь идет как об активных системах (усиливающая среда), так и о пассивных (поглощающая среда)¹. В известных пассивных системах бистабильность обеспечивается разного рода обратными связями, которые создаются более или менее сложными внешними устройствами¹. В противоположность этому, ниже описан случай оптической бистабильности "на атомном уровне", когда бистабильность обусловлена свойствами только самого поглощающего атомарного газа.

Рассмотрим двухуровневый атом (энергии $E_m > E_n$), взаимодействующий с монохроматическим полем. Примем модель релаксационных констант и невырожденных состояний, ограничимся резонансным приближением. В таких условиях система уравнений для недиагонального и диагональных (ρ_m, ρ_n) элементов матрицы плотности имеет вид:

$$\rho_m + \rho_n = N, \quad (1)$$

$$\dot{\rho}_m = -\gamma_m \rho_m + 2\text{Re}(iG\rho), \quad (2)$$

$$\dot{\rho} = -\left[\frac{1}{2}\gamma_m + \gamma_1 N - i\gamma_2(\rho_n - \rho_m) + i\Omega\right]\rho + iG^*(\rho_n - \rho_m), \quad (3)$$

$$G = d_{mn}E/2\hbar, \quad \Omega = \omega - \omega_{mn}. \quad (4)$$

Здесь E и ω – напряженность и частота поля, N – полное число частиц в см^3 , ω_{mn} и d_{mn} – боровская частота и матричный элемент дипольного момента для перехода $m - n$, γ_m – скорость спонтанного распада $m \rightarrow n$. Коэффициенты γ_1 и γ_2 задают уширение и сдвиг линии из-за взаимодействия, причем уширение пропорционально полному числу частиц $\rho_m + \rho_n = N$, а сдвиг линии – разности заселенностей² $\rho_n - \rho_m$. Система уравнений (1)–(3) не принимает в расчет движение частиц, доплеровское уширение и неупругие процессы при столкновениях.

Стационарное состояние ($\dot{\rho}_m = 0, \dot{\rho} = 0$) описывается формулами

$$\rho = -\frac{iG^*N}{\gamma_1 N + \gamma_m/2}y, \quad y = \frac{1 - 2x}{1 + i(\epsilon + \eta x)} = \frac{1 - i(\epsilon + \eta x)}{1 + \kappa + (\epsilon + \eta x)^2}, \quad (5)$$

$$\rho_m/N = x = \frac{\kappa/2}{1 + \kappa + (\epsilon + \eta x)^2}, \quad (6)$$

$$\kappa = \frac{4|G|^2}{\gamma_m(\gamma_1 N + \gamma_m/2)}, \quad \epsilon = \frac{\Omega - \gamma_2 N}{\gamma_1 N + \gamma_m/2}, \quad \eta = \frac{2\gamma_2 N}{\gamma_1 N + \gamma_m/2}. \quad (7)$$

По существу формулы (5), (6) совпадают с результатами Карплюса и Швингера³, за исключением уширения и сдвига из-за собственного давления поглощающего газа. Качественные особенности создает именно "нелинейный сдвиг" (член ηx в формулах (5) и (6)).

Равенство (6) следует рассматривать как уравнение (кубическое) относительно $x = \rho_m/N$ и его корни задают стационарные значения ρ_m . Интересовать, естественно, должны вещественные положительные корни.

При малых и больших интенсивностях вещественный корень один:

$$x = \kappa/[2(1 + \epsilon^2)], \quad \kappa \ll 1 + \epsilon^2, \quad (8)$$

$$x = 1/2, \quad \kappa \gg 1 + \epsilon^2. \quad (9)$$

Соотношение (8) описывает "линейное поглощение", соотношение (9) – полное выравнивание заселенностей комбинирующих уровней. В промежуточной области значений $\kappa \sim 1$ могут существовать три положительных корня.

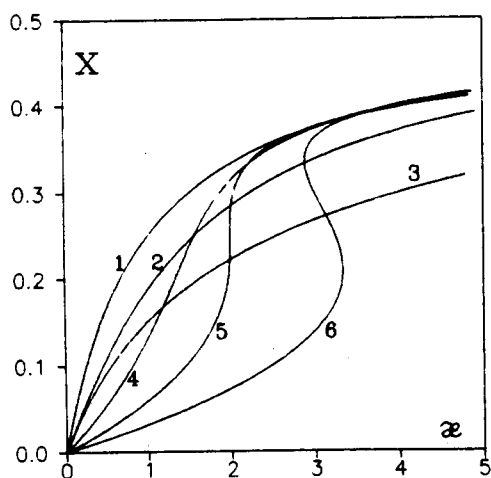


Рис.1

Рис.1. Зависимость заселенности верхнего уровня (x) от интенсивности излучения (κ) для ряда значений η, ϵ : 1) $\eta = 0, \epsilon = 0$; 2) $\eta = 1, \epsilon = -1$; 3) $\eta = 1, \epsilon = 1$; 4) $\eta = 5, \epsilon = -2$; 5) $\eta = 8, \epsilon = -3$; 6) $\eta = 10, \epsilon = -4$.

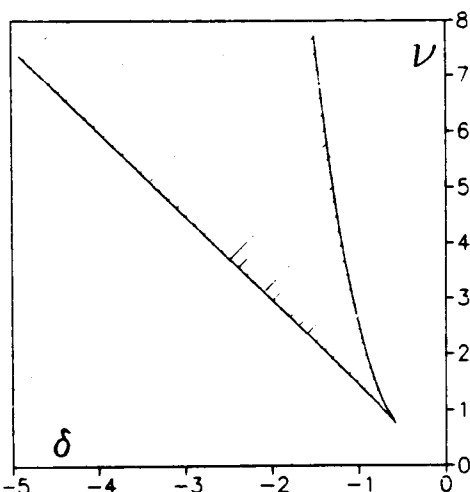


Рис.2

Рис.2. Заштрихована область существования бистабильности

На рис.1 даны графики $x(\kappa)$ для ряда значений η и ϵ . При $\eta = 1, \epsilon = \pm 1$ кривые качественно не отличаются от случая $\eta = 0, \epsilon = 0$. С ростом значения η ($\eta = 5, 8, 10$) вид графиков изменяется и, как это видно в случае $\eta = 10, \epsilon = -4$, могут существовать три положительных корня уравнения (6), то есть имеет место оптическая бистабильность.

Физическая причина бистабильности очевидна. Во внерезонансных условиях ($|\epsilon| \gg 1$) требуется большая мощность для создания даже малой заселенности верхнего уровня. Если же, сверх того, $\eta \gg 1$, то даже малое значение x может привести систему из нерезонансного в резонансное состояние, что резко увеличит степень насыщения. Точка, где "аномальные графики" касаются графика $\eta = 0, \epsilon = 0$, отвечают условию резонанса $\epsilon + \eta x = 0$.

Легко показать, что один из корней отвечает неустойчивому состоянию, два других – устойчивым. Поэтому оптическая бистабильность обуславливает гистерезисные явления^{1,4}. Описанная бистабильность может также проявиться многими другими способами, а именно, во всех величинах, так или иначе связанных с заселенностями ρ_m, ρ_n уровней m, n или с дипольным моментом, индуцированным на переходе $m-n$. В частности, это относится к зависимости коэффициента поглощения и показателя преломления от частоты ϵ , к спектру поглощения и рассеяния пробного поля, резонансного переходу $m-n$ или смежным ему переходам $m-l, n-j$, в диффузии возбужденных атомов и т.п.

Стандартными приемами можно убедиться в том, что уравнение (6) обладает тремя вещественными корнями, если выполнены условия

$$-\delta(1 + \delta^2) - (\delta^2 - 1/3)^{3/2} < \nu < -\delta(1 + \delta^2) + (\delta^2 - 1/3)^{3/2}, \quad (10)$$

где введены параметры

$$\nu = 1/4\kappa\eta/(1 + \kappa)^{3/2}, \quad \delta = \frac{1}{3}\epsilon/\sqrt{1 + \kappa}. \quad (11)$$

На рис.2 заштрихована область плоскости δ, ν , где удовлетворяются условия (10). "Начальная точка" области

$$\nu = 4\sqrt{3}/9, \quad \delta = -1/\sqrt{3}$$

при $\kappa = 2$ отвечает значениям $\eta = 8, \epsilon = -3$ (см. рис.1). Нижняя граница области бистабильности приближенно есть отрезок прямой $-3\delta/2$, а верхняя граница – кубическая парабола $-\delta(2\delta^2 + 1/2)$.

Обычные типы взаимодействия, обуславливающие уширение и сдвиг спектральных линий, приводят к значениям $\eta \approx 2$, а $\eta > 8$, насколько я могу судить, неизвестны. Тем не менее, большие значения η не противоречат общим законам физики, и объекты с указанными значениями η , по-видимому могут существовать. Во всяком случае, описанная система имеет право на существование в качестве модельной.

Автор благодарен А.В.Гайнеру, В.А.Маркелю, А.М.Шалагину и Д.А.Шапиро за обсуждение затронутых вопросов и помощь.

-
1. Х.Гиббс. Оптическая бистабильность, М.: Мир, 1988 (H.M.Gibbs. Optical. Bistability: Controlling Light with Light, 1985, Academic Press, Orlando).
 2. А.П.Казанцев, ЖЭТФ 51, 1751 (1966).
 3. R.Karplus, I.Schwinger, Phys. Rev. 73, 1020 (1948).
 4. А.П.Казанцев, С.Г.Паутиан. Г.И.Сурдутович, ЖЭТФ 54, 1409 (1968).