ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LXX 1980 1

УДК 535.371

ФИЗИКА

Б. В. Крыжановский

Резонансная флуоресценция на вырожденных уровнях

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 22.XI.1979)

1. Рассмотрим атомную систему $S_{1/2}-P_{1/2}$, взаимодействующую с квантованным полем излучения в присутствии классического внешнего поля, представляющего собой суперпозицию распространяющихся в одном направлении (ось z) двух монохроматических волн: поляризованной по левому кругу (σ^-) волны с частотой ω_- и поляризованной по правому кругу (σ^+) волны с частотой ω_+. Частоты ω_- и ω_+ предполагаются близкими к частоте атома ω_0

$$|\delta_\pm| = |\omega_0 - \omega_\pm| \ll \omega_0. \tag{1}$$

Задача о поведении атома во внешнем поле сводится к рассмотрению двух независимых двухуровневых систем: полем σ^--волны связываются уровни $\psi_{s,-1/2}$ и $\psi_{p,1/2}$ (соответствующую этому взаимодействию частоту Раби обозначим через Ω_-), а полем σ^+-волны — уровни $\psi_{s,1/2}$ и $\psi_{p,-1/2}$ (частота Раби — Ω_+). Квазиэнергетические волновые функции этих связанных двухуровневых систем имеют вид ([1]):

$$\Phi_{\pm 1} = e^{-i\lambda_{\pm 1}t}(a_\pm \psi_{s,\pm 1/2} + b_\pm \psi_{p,\pm 1/2} e^{-i\omega_\pm t}), \tag{2а}$$

$$\Phi_{\pm 2} = e^{-i\lambda_{\pm 2}t}(-b^*_\pm \psi_{s,\pm 1/2} + a^*_\pm \psi_{p,\pm 1/2} e^{-i\omega_\pm t}), \tag{2б}$$

где

$$\xi_\pm = \Omega^2_\pm / \delta^2_\pm, \quad \lambda_{\pm 1} + \lambda_{\pm 2} = \delta_\pm,$$

$$\lambda_{\pm 1} = \frac{1}{2}\delta_\pm\left(1 - \sqrt{1+\xi_\pm}\right)$$

$$a_\pm = [1 + \Omega^2_\pm / 4\lambda^2_{\pm 2}]^{-1/2}, \qquad b_\pm = -a_\pm \Omega_\pm e^{i\eta_\pm}/2\lambda_{\pm 2}. \tag{3}$$

Здесь η_+ и η_- — произвольные фазы, связанные со взаимодействием атома с σ^+- или σ^--волной соответственно.

При временах $t \gtrsim \gamma^{-1}$, где γ есть естественная ширина атомной линии, спонтанное излучение может привести к довольно сильному перемешиванию квазиэнергетических состояний. Систему „атом во

внешнем поле + квантованное поле" будем описывать при этом некогерентной смесью

$$\Psi = \sum_{n=\pm 1, \pm 2} C_n(t)\Phi_n. \tag{4}$$

Можно показать (подробный вывод содержится в работах ([2,3])), что из точных уравнений для матрицы плотности, полученных ([4]) при строгом учете взаимодействия с квантованным полем излучения, в приближении

$$\gamma \ll \Gamma \sqrt{\xi_+^2 + \xi_-^2} \tag{5}$$

следуют уравнения баланса для населенностей квазиуровней

$$\frac{d}{dt}|C_n|^2 = \sum_{m \neq n} \left(|C_m|^2 w_{m \to n} - |C_n|^2 w_{n \to m} \right), \tag{6}$$

величины $w_{n \to m}$ в которых совпадают с вероятностями спонтанных переходов $\Phi_n \to \Phi_m$, вычисленными на основании принципа соответствия ([5])

$$w_{n \to m} = \frac{4\pi\omega_{nm}^3}{3\hbar c^3} \left| D_{mn}^{(-)} \right|^2, \tag{7}$$

где $D_{mn}^{(-)}$ — отрицательночастотная часть дипольного матричного элемента $\Phi_n \to \Phi_m$ перехода, а ω_{nm} — частота излучаемого при этом кванта

$$\omega_{nm} = \begin{cases} \omega_+ + t_n - t_m & \text{при} \quad n = +1, +2 \\ \omega_- + t_n - t_m & \text{при} \quad n = -1, -2. \end{cases} \tag{8}$$

Уравнения (6) позволяют определять амплитуды $C_n(t)$ только с точностью до фазовых множителей. В этом сказывается некогерентность состояния (4), которую следует учитывать, усредняя получаемые результаты по разности фаз амплитуд $C_n(t)$, что вследствие их произвольности дает $\overline{C_n C_m^*} = 0$, при $n \neq m$.

II. Наибольший интерес представляет рассмотрение стационарного режима, характеризующегося независимостью от начальных условий. При $t \gg \gamma^{-1}$, пренебрегая в (6) производными по времени, получим:

$$N_{\pm 1} = |C_{\pm 1}(\infty)|^2 = \frac{\xi_\mp}{4} \frac{(1 + \sqrt{1 + \xi_\pm})^2}{\xi_+ + \xi_+\xi_- + \xi_-}; \tag{9а}$$

$$N_{\pm 2} = |C_{\pm}(\infty)|^2 = \frac{\xi_\mp}{4} \frac{(1 - \sqrt{1 + \xi_\pm})^2}{\xi_+ + \xi_+\xi_- + \xi_-}. \tag{9б}$$

Населенности $n_p^\pm$ возбужденных атомных состояний $\psi_{p,\pm 1/2}$, как это следует из (4) и (9), оказываются равными

$$n_p^+ = n_p^- = \frac{1}{4} \frac{\xi_+\xi_-}{\xi_+ + \xi_+\xi_- + \xi_-}. \tag{10}$$

Следуя ([3]), уравнения (6) вместе с выражениями (7) будем интерпретировать в духе полуклассической теории излучения ([8]). В соответствии с предписаниями этой теории вычислим спектр флуоресценции при $t \gg \gamma^{-1}$. Тогда вероятности несмещенного рассеяния на частотах $\omega_\pm$ и ω_- будут определяться выражением

$$w(\omega_\pm) = \frac{4\pi\omega^3}{3\hbar c^3}\left[N_{\pm 1}|D^{-1}_{\pm 1,\pm 1}|^2 + N_{\pm 2}|D^{-1}_{\pm 2,\pm 2}|^2\right] = \frac{w_0}{4}\,\frac{1+\frac{1}{2}\xi_\pm}{1+\xi_\pm}, \tag{11}$$

где $w_0 = \gamma(n_p^+ + n_p^-)$. Когерентное несмещенное рассеяние определится выражениями

$$w^{\text{ког}}(\omega_\pm) = \frac{4\pi\omega^3}{3\hbar c^3}\left|N_{\pm 1}D_{\pm 1,\pm 1} + N_{\pm 2}D_{\pm 2,\pm 2}\right|^2 = \frac{1}{4}w_0\xi_\pm/(\xi_\pm + \xi_+\xi_- + \xi_-). \tag{12}$$

Аналогично (11) и (12), вероятность рассеяния кванта ω_{nm} вследствие перехода $\Phi_n \to \Phi_m$ $(n \neq m)$ будем определять соотношением $w(\omega_{nm}) = N_n w_{n\to m}$. Вычисленные таким образом вероятности излучения квантов $\omega_s^\pm = \omega_\pm + \lambda_{\pm 1} - \lambda_{\pm 2}$ и $\omega_p^\pm = \omega_- - \lambda_{\pm 1} + \lambda_{\pm 2}$, появляющихся при переходах $\Phi_{+1} \to \Phi_{+2}$ и $\Phi_{-1} \to \Phi_{-2}$, имеют вид

$$w(\omega_s^\pm) = w(\omega_p^\pm) = \frac{1}{16}\,w_0\xi_\pm/(1+\xi_\pm). \tag{13}$$

Излучение на частотах ω_s^+ и ω_p^+ при наблюдении вдоль оси z имеет σ^+ поляризацию, на частотах ω_s^- и ω_p^- — σ^- поляризацию.

Рассмотрим теперь излучение, появляющееся вследствие переходов $\Phi_{+1} \to \Phi_{-2}$, $\Phi_{-1} \to \Phi_{+2}$, $\Phi_{-1} \to \Phi_{+1}$ и $\Phi_{-2} \to \Phi_{+2}$, которое при наблюдении в перпендикулярном оси z направлении линейно поляризовано. Частоты ω_{nm}, излучаемых из этих $\Phi_n \to \Phi_m$ переходах квантов, определяются согласно (8), а вероятности излучения их в единицу времени имеют вид

$$w(\omega_{nm}) = \frac{w_0}{16}\,\frac{(A^+_{nm} + \sqrt{1+\xi_+})(A^-_{nm} + \sqrt{1+\xi_-})}{\sqrt{(1+\xi_+)(1+\xi_-)}} \tag{14}$$

где для компактности записи введены величины $A^\pm_{+1,-2} = A^\pm_{-2,+1} = A^\pm_{-1,+2} = A^\pm_{+2,-1} = \pm 1$; $A^\pm_{+1,+1} = A^\pm_{-1,-1} = -A^\pm_{-2,+2} = -A^\pm_{+2,-2} = 1$.

В отсутствие одного из полей σ^+ или σ^- ($\xi_+ = 0$ или $\xi_- = 0$) поперечники всех процессов (11)—(14) равны нулю. Этот факт связан с тем, что, как это следует из (10), в этом случае при $t \gg \gamma^{-1}$ заселенным оказывается один из невзаимодействующих с полем волны подуровней.

В заключение автор выражает благодарность М. Л. Тер-Микаеляну и А. О. Меликяну за внимание к работе и полезные обсуждения.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Բ. Վ. ԿՐԻԺԱՆՈՎՍԿԻ

Ռեզոնանսային ֆլուորեսցենցիան այլասերված մակարդակների վրա

Հետազոտված է երկմակարդակ այլասերված ատոմական սիստեմի փոխազդեցությունը բիխրոմատիկ արտաքին դաշտի հետ։

Ելնելով ճշգրիտ հավասարումներից՝ խտության մատրիցայի համար ստացված են հավասարակշռի հավասարումներ ատոմ արտաքին դաշտ սիստեմի քվազիմակարդակների բնակեցվածության համար։ Ճառագայթման կիսադասական տեսության հիման վրա հաշվարկված է ատոմի ֆլուորեսցենցիայի սպեկտրը՝ հաշվի առնելով ինտենսիվության էֆեկտները։ Հետազոտված են ցրված ճառագայթման բևեռային հատկությունները։ Ստացված արդյունքները թույլ են տալիս բացատրել ռեզոնանսային ֆլուորեսցենցիայից կատարված փորձերի արդյունքները, որոնք անց են կացվում առանց ոչ այլասերված երկմակարդակ սիստեմի նախօրոք նախապատրաստման։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *М. Л. Тер-Микаелян, А. О. Меликян*, ЖЭТФ, т. 58, 281(1970). [2] *Б. В. Кржановский*, Препринт ИФИ 83, 1978, Аштарак, Арм. ССР. [3] *B. V. Kryzhanovski, A. O. Melikyan*, Optics Communications, 29, 164(1979). [4] *P. W. Milloni, W. A. Smith*, Phys. Rev., A11, 814(1975). [5] *O. Klein*, Zs. f. Phys., 41, 407 (1927). [6] *Л. Шифф*, Квантовая механика, И.Л., М., 1956.