

УДК 538.587

ФИЗИКА

Р. Е. Мовсесян, В. О. Чалтыкян

Взаимодействие трехуровневой атомной системы с интенсивным электромагнитным излучением

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 10/IX 1970)

Трехуровневая модель атома, взаимодействующего с интенсивным излучением, резонансным одному из разрешенных переходов, может, с одной стороны, служить для теоретического описания экспериментов по наблюдению ВКР на электронных уровнях (¹⁻³), с другой стороны, она дает поправки к результатам, полученным при использовании резонансной двухуровневой модели (^{4,5}), обусловленные наличием нерезонансных переходов.

Рассмотрим атом с системой термов, изображенной на рисунке (рис. 1). Переход 2-3 будем считать запрещенным, а интенсивное

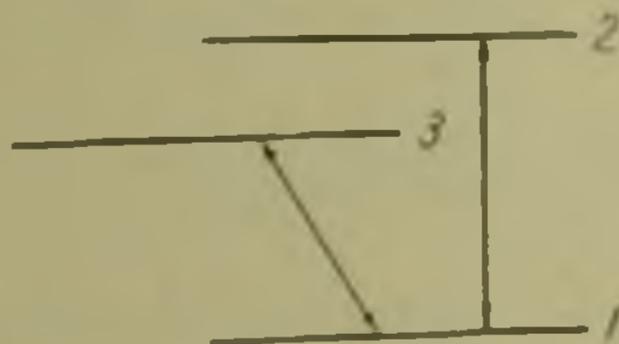


Рис. 1. Схема термов трехуровневого атома. Стрелками обозначены разрешенные переходы.

поле — резонансным переходу 1-2. При этом мы решим отдельно две задачи: рассеяние света на таком атоме при точном учете интенсивного поля (как это сделано для двухуровневого атома (⁴)), и прохождение слабого излучения через среду таких атомов в присутствии интенсивной монохроматической волны. Величиной, определяющей все процессы, будем считать расстройку резонанса и пренебрегать поэтому всеми релаксационными процессами (³). Рассмотрим взаимодействие атома с электромагнитной волной.

Решение уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left(H_0 - \frac{e}{mc} \vec{A} \vec{p} + \frac{e^2}{2mc^2} \vec{A}^2 \right) \Psi \quad (1)$$

Для трехуровневого атома в поле классической электромагнитной волны, описываемой векторным потенциалом $A(\vec{r}, t)$ ищем в виде

$$\Psi = \sum_{i=1,2,3} a_i(t) \psi_i e^{-\frac{iE_i t}{\hbar}}; \quad H_0 \psi_i = E_i \psi_i. \quad (2)$$

Тогда в резонансном приближении для амплитуд a_i получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= \frac{iM_{21}A^*}{\hbar c} e^{-i\omega' t} a_2 + \frac{iM_{31}A^*}{\hbar c} e^{-i\omega' t} a_3, \\ \dot{a}_{2,3} &= \frac{iM_{2,3}^* A}{\hbar c} e^{i(\omega' + \epsilon_{2,3}) t} a_1. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $M_{2,3}$ — матричные элементы переходов $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$ невозмущенного атома (см. например ⁶), $\epsilon_{2,3} = \frac{E_{2,3} - E_1}{\hbar} - \omega'$ — расстройки резонанса соответствующих переходов, A — медленно меняющаяся амплитуда векторного потенциала. Будем искать стационарные решения системы (3) в виде

$$a_1 = a_1 e^{i\lambda t}, \quad (4)$$

$$a_{2,3} = x_{2,3} e^{i(\lambda + \epsilon_{2,3}) t},$$

считая падающую волну монохроматической. Подставляя (4) в (3), получим:

$$x_{2,3} = \frac{M_{2,3}^* A}{\hbar c} \frac{a_1}{\lambda + \epsilon_{2,3}}, \quad (5)$$

где λ — является решением кубического уравнения

$$\lambda(\lambda + \epsilon_2)(\lambda + \epsilon_3) - \frac{\epsilon_2^2 \xi_2}{4} (\lambda + \epsilon_3) - \frac{\epsilon_3^2 \xi_3}{4} (\lambda + \epsilon_2) = 0, \quad (6)$$

а $\xi_{2,3}$ — параметры интенсивности (⁵)

$$\sqrt{\xi_{2,3}} = \frac{2 |M_{2,3}| |A|}{\epsilon_{2,3} c \hbar}.$$

Формулы (4), (5) вместе с законом сохранения

$$\sum_{i=1,2,3} |x_i|^2 = 1 \quad (7)$$

дают три стационарные волновые функции (2), переходящие при $A \rightarrow 0$ в одно из трех стационарных состояний гамильтониана H_0 . Мы будем вычислять матричные элементы оператора

$$V^1 = F e^{-i\omega t} + F^* e^{i\omega t}, \quad F = -\vec{d}\vec{E}$$

между стационарными состояниями Ψ_i ($i = 1, 2, 3$). Оставляя лишь члены, сохраняющие энергию и учитывая, что переход 2--3 запрещен ($F_{23} = 0$), получим:

$$\begin{aligned} V_{ik} &= \int \Psi_i^* V \Psi_k d\vec{r} dt = \\ &= a_1^{(i)*} (a_2^{(k)} F_{12}^* + a_3^{(k)} F_{13}^*) 2\pi\delta(\omega - \omega' + \lambda^{(k)} - \lambda^{(i)}) + \\ &+ a_1^{(k)} (a_2^{(i)*} F_{21} + a_3^{(i)*} F_{31}) 2\pi\delta(\omega - \omega' - \lambda^{(k)} + \lambda^{(i)}); \end{aligned} \quad (8)$$

$$F_{21} = \int \Psi_2^* F \Psi_1 d\vec{r},$$

т. е. атом, переходя из k -го в l -ое стационарное состояние, излучает и поглощает соответственно на частотах

$$\omega = \omega' \mp \lambda^{(k)} \pm \lambda^{(l)}, \quad (9)$$

а поперечники этих процессов определяются соответствующими коэффициентами в (8).

Уравнение (6) решается точно, однако для того, чтобы величины $\lambda^{(i)}$ имели наглядный смысл, мы будем считать $\epsilon_2 \ll \epsilon_3$ и соответственно $\xi_2 \gg \xi_3$, и решим уравнение (6) по ξ_3 , приближенно, учитывая в $\lambda^{(3)}$ член порядка ξ_3 , чтобы избежать расходимости в $a_3^{(3)}$. Тогда корни $\lambda^{(i)}$ будут иметь вид:

$$\lambda^{(1), (2)} = \pm \frac{\epsilon_2}{2} (V \sqrt{1 + \xi_2} \mp 1), \quad (10)$$

$$\lambda^{(3)} = -\epsilon_3 \left(1 + \frac{\xi_3}{4} \frac{1}{1 + \epsilon_2^2 \xi_3 / 4 \epsilon_3 \Delta} \right),$$

где

$$\Delta = \frac{E_2 - E_3}{\hbar}.$$

Теперь с помощью выражения (8) мы выпишем поперечники некоторых процессов, имеющих место при переходах системы "атом + интенсивное классическое поле" из одного стационарного состояния в другое. Переходы $i = k$ приводят, очевидно, к релеевскому рассеянию, поперечник которого (например для перехода "1--1") равен

$$d\sigma_{\text{rel}} = \frac{1}{1 + \xi_2} \left| \frac{M_2^*(\vec{e}' \cdot \vec{d}_{12})}{\epsilon_2} + \frac{M_3^*(\vec{e}' \cdot \vec{d}_{13})}{2\omega_3} (1 \sqrt{1 + \xi_2} + 1) \right|^2 \frac{\omega'^2}{\hbar^2 c^4} d\omega', \quad (11)$$

где \vec{d}_{12} , \vec{d}_{13} — дипольные моменты переходов $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$, \vec{e}' — вектор поляризации рассеянной волны, $d\omega'$ — элемент телесного угла и

$$\omega_{3, r} = \epsilon_3 \pm \frac{\epsilon_2}{2} (\sqrt{1 + \xi_2} \mp 1). \quad (12)$$

Выражение (11) в пределе двухуровневой системы ($M_3 \rightarrow 0$) переходит в формулу (23) работы (4).

Переход $1 \rightarrow 2$ ($i = 2, k = 1$) приводит к излучению и поглощению соответственно частот $\omega' \mp \epsilon_2 \sqrt{1 + \xi_2}$, совпадающих (при $\xi_2 = 0$) с частотами трехфотонного перехода и штарковски сдвинутого резонансного поглощения $1 \rightarrow 2$. Формула (8) дает поправки к поперечникам этих процессов (4), обусловленные переходом $1 \rightarrow 3$, малые при условии $\epsilon_2 \ll \epsilon_3$.

Интересно исследовать влияние резонансного переходу $1 \rightarrow 2$ поля на процессы, имеющие место при переходах $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 3$.

При переходе $1 \rightarrow 3$ излучаются и поглощаются частоты $\omega' \pm \omega_3$ с поперечными сечениями

$$d\sigma(\omega' - \omega_3) = \left(1 + \frac{\epsilon_2^2 \xi_2}{4 \epsilon_3 \Delta}\right)^{-2} \frac{\xi_3 N'_{\omega' - \omega_3}}{2(1 + \xi_2 + \sqrt{1 + \xi_2})} \times$$

$$\times \left| \frac{M_2^* (\vec{e}' \cdot \vec{d}_{12})}{\epsilon_2} + \frac{M_3^* (\vec{e}' \cdot \vec{d}_{13})}{2 \omega_3} (\sqrt{1 + \xi_2} + 1) \right|^2 \frac{(\omega' - \omega_3)^3}{\omega' h^2 c^4} d\omega', \quad (13)$$

$$d\sigma(\omega' + \omega_3) = \left(1 + \frac{\epsilon_2^2 \xi_2}{4 \epsilon_3 \Delta}\right)^{-2} \left(\frac{\epsilon_2}{\Delta}\right)^2 \frac{\xi_2 \xi_3 N'_{\omega' + \omega_3}}{8(1 + \xi_2 - \sqrt{1 + \xi_2})} \times$$

$$\times \left| \frac{M_2 (\vec{e}' \cdot \vec{d}_{31})}{\epsilon_2} - \frac{M_3 (\vec{e}' \cdot \vec{d}_{31})}{\epsilon_3} \frac{4\Delta}{\epsilon_2 \xi_3} \left(1 + \frac{\epsilon_2^2 \xi_2}{4 \epsilon_3 \Delta}\right) \right|^2 \frac{(\omega' + \omega_3)^3}{\omega' h^2 c^4} d\omega'.$$

($N'_\omega = \frac{V |E'|^2}{2\pi h \omega}$ — число квантов частоты ω в рассеянном излучении,

M_2^* в дипольном приближении нужно заменить на $\omega' (\vec{e}' \cdot \vec{d}_{21})$). Как видим, при переходе $1 \rightarrow 3$ также имеет место трехфотонный процесс (действительно, при малых ξ_2 $\omega' - \omega_3 \approx 2\omega' - \omega_{31}$). При этом трехфотонное излучение $1 \rightarrow 3$ может идти частично через высшей уровень, поскольку выражение для энергии излучения на частоте $\omega' - \omega_3$ ($\sim |A|^2 d\sigma$) содержит при малых ξ_2 наряду с членом порядка ξ_2^2 также член порядка $\xi_2^2 \xi_3$, который в $\left(\frac{\xi_3}{\epsilon_2}\right)$ раз больше первого при $\epsilon_2 \ll \epsilon_3$.

Таким образом, наличие поля, резонансного переходу $1 \rightarrow 2$, сильно увеличивает излучение на частоте $\omega' - \omega_3$. Встреча формула (13) списывает поглощение на частоте перехода $1 \rightarrow 3$, штарковский сдвиг кото-

рого оказывается вдвое меньше сдвига частоты $\omega_{21}: \omega' + \omega_2 \approx \omega_{21} + \frac{\epsilon_2 \xi_2}{4}$, $\omega' + \epsilon_2 \sqrt{1 + \xi_2} \approx \omega_{21} + \frac{\epsilon_2 \xi_2}{2}$.

Переходы "2-3" вызывают процессы типа ВКР, поскольку невозмущенный переход 2-3 запрещен. Именно, происходит излучение и поглощение фотонов частот $\omega' \mp \omega_c$ соответственно. При малых ξ_2 это штарковски смещенные антистоксова $\omega' + \Delta + \frac{\epsilon_2 \xi_2}{4}$ и стоксова $\omega' - \Delta - \frac{\epsilon_2 \xi_2}{4}$ компоненты ВКР. В обратном переходе "3-2" излучается, очевидно, стоксова и поглощается антистоксова компоненты. Поперечники излучения и поглощения антистоксовой и стоксовой компонент получаются из (13) изменением знака радикала $\sqrt{1 + \xi_2}$ (и, очевидно, ω_3 на ω_c). При малых полях основные члены в этих поперечниках порядка, соответственно, ξ_3 и ξ_2 , что при сделанном предположении ($\xi_3 \ll \xi_2$) означает, что поглощение на стоксовой частоте идет в $\left(\frac{\xi_3}{\xi_2}\right)^2$ раз сильнее, чем излучение на антистоксовой. Возникновение поглощения на частоте $\omega' + \omega_c$ при переходе "2-3" происходит, вероятно, через некоторый нижний виртуальный уровень, поскольку оно проявляется вследствие наличия поля резонансного переходу 1-2 (при $\xi_2 \rightarrow 0$ поперечник стоксова поглощения обращается в нуль). Аналогично обстоит дело и с поглощением на антистоксовой частоте в случае перехода "3-2". Перейдем теперь к случаю среды трехуровневых атомов.

Взаимодействие резонансного излучения со средой трехуровневых атомов будем описывать обычными уравнениями для токов переходов и перенаселенностей, пренебрегая всеми релаксационными процессами

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\epsilon_{2,3}\right) \rho_{12,13} = \frac{M_{2,3}^* A}{\hbar c} \Delta_{21,31} \pm \frac{iM_{3,2}^* A}{\hbar c} \left(\frac{\rho_{23}^*}{\rho_{23}}\right), \quad (14)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - i\Delta\right) \rho_{23} = -\frac{iM_3^*}{\hbar c} A \rho_{12}^* - \frac{iM_2}{\hbar c} A^* \rho_{13},$$

$$\frac{\partial \Delta_{21}}{\partial t} = -\frac{4}{\hbar c} \operatorname{Re}(M_2 A^* \rho_{12}) - \frac{2}{\hbar c} \operatorname{Re}(M_3 A^* \rho_{13}),$$

$$\frac{\partial \Delta_{31}}{\partial t} = -\frac{2}{\hbar c} \operatorname{Re}(M_2 A^* \rho_{12}) - \frac{4}{\hbar c} \operatorname{Re}(M_3 A^* \rho_{13}).$$

Перенаселенность Δ_{23} однозначно определяется через Δ_{21} и Δ_{31} . Поскольку переход 2-3 запрещен, в уравнение для потенциала войдут лишь токи ρ_{12} и ρ_{13} . Из уравнений (14) при начальных условиях $\Delta_{ik}(-\infty) = \Delta_{ik}^0$, $\rho_{ik}(-\infty) = 0$ можно получить соотношение

$$\frac{1}{3} [\Delta_{21}\Delta_{31} - \Delta_{21}^2 - \Delta_{31}^2 - (\Delta_{21}^0\Delta_{31}^0 - \Delta_{21}^{02} - \Delta_{31}^{02})] = |\rho_{12}|^2 + |\rho_{13}|^2 + |\rho_{23}|^2. \quad (15)$$

Мы будем следовать методу решения, изложенному ⁽⁵⁾ для двухуровневой среды. Для этого будем развивать теорию возмущений по матричному элементу M_3 перехода $1 \rightarrow 3$. Это приближение фактически означает $\xi_3 \ll \xi_2$ из-за резонанса внешнего поля с переходом $1 \rightarrow 2$ ($\epsilon_2 \ll \epsilon_3$). Именно, полагая в уравнениях (14) $M_3 = 0$, т. е. не учитывая переход $1 \rightarrow 3$, получим очевидную связь между перенаселенностями Δ_{21} и Δ_{31} : $\Delta_{31} = \Delta_{31}^0 + \frac{\Delta_{21} - \Delta_{21}^0}{2}$, используя которую вместе с соотношением (15), можем в уравнениях для токов переходить к случаю монохроматической волны, т. е. пренебречь производными последних $\left(\frac{\partial \rho_{ik}}{\partial t} \ll \epsilon_2 \rho_{ik} \right)$. При этом волна считается монохроматической в смысле $\Delta\omega \ll \epsilon_2$, где $\Delta\omega$ — ширина спектра падающего излучения ⁽⁵⁾. Тогда мы приходим к стационарным значениям токов и перенаселенностей в поле монохроматической волны $A = \text{const}$, которые в первом неисчезающем приближении по ξ_3 (как и во всех формулах ниже) имеют вид

$$\rho_{13}^{\text{ст}} = \frac{M_3^* A}{i\epsilon_3 \hbar} \beta, \quad \rho_{23}^{\text{ст}} = \frac{M_2 M_3^* |A|^2}{i\epsilon_2 \hbar^2} \alpha, \quad \Delta_{31}^{\text{ст}} = \Delta_{31}^0 - \frac{\Delta_{21}^0}{2} \frac{\sqrt{1+\xi_2}-1}{\sqrt{1+\xi_2}}, \quad (16)$$

где

$$\beta = - \frac{\epsilon_3 \Delta}{\omega_3 \omega_c} \left(\Delta_{31}^0 + \frac{\Delta_{21}^0}{2} \frac{\omega_3}{\Delta} \frac{\sqrt{1+\xi_2}-1}{\sqrt{1+\xi_2}} \right), \quad (17)$$

$$\alpha = - \frac{\epsilon_3 \Delta}{\omega_3 \omega_c} \left(\Delta_{31}^0 - \Delta_{21}^0 \frac{\omega_3}{\epsilon_2 \sqrt{1+\xi_2}} \right)$$

($\rho_{12}^{\text{ст}}$ и $\Delta_{21}^{\text{ст}}$ совпадают с полученными ранее ⁽⁵⁾). Выражения (16) при использовании их в уравнении прохождения для амплитуды волны приводят к поправке порядка ξ_3 в выражении для показателя преломления ⁽⁵⁾:

$$n = 1 - \frac{2\pi}{\hbar\omega'^2} \left(\frac{|M_2|^2}{\epsilon_2} \frac{\Delta_{21}^0}{\sqrt{1+\xi_2}} + \frac{|M_3|^2}{\epsilon_3} \beta \right). \quad (18)$$

Рассмотрим теперь распространение в такой среде слабого излучения с непрерывным спектром в присутствии монохроматической интенсивной волны, движущейся навстречу. Для этого в уравнениях (14) положим

$$\rho_{12,13} = \rho_{12,13}^{\text{ст}} + \frac{M_{2,3}^*}{\hbar c} r_{2,3}(t), \quad \rho_{23} = \rho_{23}^{\text{ст}} + \frac{M_2 M_3^*}{\hbar^2 c^2} r_1(t), \quad (19)$$

$$A = A_1 e^{-ikx} + A_2(t) e^{ikx}$$

считая вторые слагаемые много меньше стационарных значений. Уравнения (14) для r_1 будем решать в линейном приближении по r_1 и A_2 . Тогда для r_2 и r_3 получим уравнения шестого порядка. Переходя в них и в уравнении распространения для амплитуды

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_2 = \frac{2\pi}{\omega' \hbar c} \overline{(|M_{21}|^2 r_2 + |M_{31}|^2 r_3) e^{-i\omega x}} \quad (20)$$

(черта означает усреднение по пространственному периоду волны) к Фурье-представлению путем замены $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow i(\omega' - \omega)$, получим уравнение распространения для спектральной составляющей

$$\frac{\partial A_2(\omega, x)}{\partial x} = - \left[\frac{i\omega}{c} n(\omega) + \frac{\alpha(\omega)}{2} \right] A_2(\omega, x), \quad (21)$$

где $\alpha(\omega)$ и $n(\omega)$ — нелинейные коэффициент поглощения и показатель преломления среды. Коэффициент поглощения имеет вид

$$\alpha(\omega) = \alpha_2^r + \alpha_2 + \alpha_3^r + \alpha_3 \quad (22)$$

при начальных условиях $\Delta_{21}^0 = \Delta_{31}^0$, и

$$\alpha(\omega) = \alpha_2^r + \alpha_2 + \alpha_{ac} + \alpha_c \quad (23)$$

при начальных условиях $\Delta_{31}^0 = 0$. Слагаемые α_2^r и α_2 , соответствующие усилению на частоте $\approx 2\omega' - \omega_{21}$ „трехфотонного перехода“ 1→2 и резонансному поглощению на частоте $\approx \omega_{21}$ атомного прехода 1→2 совпадают с коэффициентом поглощения ⁽²⁾ в случае среды двухуровневых атомов. Последние два члена в (22) имеют вид

$$\alpha_3^r = \frac{2\pi^2 |M_{21}|^2}{\omega' \hbar c} \Delta_{21}^0 \frac{\xi_3 (V\sqrt{1+\xi_2} - 1)}{4V\sqrt{1+\xi_2}} \delta(\omega' - \omega - \omega_3), \quad (24)$$

$$\alpha_3 = - \frac{2\pi^2 |M_{31}|^2}{\omega' \hbar c} \Delta_{21}^0 \frac{V\sqrt{1+\xi_2} + 1}{V\sqrt{1+\xi_2}} \delta(\omega' - \omega + \omega_3) \quad (25)$$

и описывают усиление ($\alpha_3^r < 0$ при $\Delta_{21}^0 < 0$) на частоте „трехфотонного“ перехода 1→3 и поглощение ($\alpha_3 > 0$) на частоте $\omega' + \omega_3 \approx \omega_{31}$. При малых ξ_2 α_3^r имеет порядок величины $\xi_2^2 \xi_3$, о чем говорилось ранее.

Третий и четвертый члены в выражении (23) описывают усиление (при $\Delta_{21}^0 > 0$) на частоте антистоксовой компоненты ВКР ($\omega' - \omega_c$) и поглощение на частоте стоксовой компоненты ($\omega' + \omega_c$) и имеют вид

$$\alpha_{ac} = - \frac{2\pi^2 |M_{31}|^2}{\omega' \hbar c} \Delta_{21}^0 \frac{\xi_3 (V\sqrt{1+\xi_2} + 1)}{4V\sqrt{1+\xi_2}} \delta(\omega' - \omega - \omega_c), \quad (26)$$

$$\alpha_c = \frac{2\pi^2 |M_{31}|^2}{\omega' \hbar c} \Delta_{21}^0 \frac{V\sqrt{1+\xi_2} - 1}{V\sqrt{1+\xi_2}} \delta(\omega' - \omega + \omega_c). \quad (27)$$

При малых ξ_2 испускание антистоксовой компоненты имеет порядок $|M_{21}|^2 \xi_2$, а поглощение стоксовой — $|M_{21}|^2 \xi_2$, т. е. первый процесс идет в $\left(\frac{\xi_2}{\xi_3}\right)^2$ раз слабее, что было видно также из выражений для соответствующих поперечников.

Связанные с особенностями в коэффициенте поглощения, возникают таковые и в показателе преломления. При этом, также как и в (2), вблизи частот, на которых происходит усиление, возникают области обратной дисперсии.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Ի. Խ. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Վ. Ն. ՉԱԼԹԻԿՅԱՆ

Նոսամակարդակ ատոմային սիստեմի փոխազդեցությունը ինտենսիվ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման հետ

Դիտարկված է ատոմի նոսամակարդակ մոդել (մակարդակների սիստեմը g ույց է տրված նկարի վրա): Անցումներից $2 \rightarrow 3$ -ը ենթադրվում է արգելված, և այդպիսի ատոմը փոխազդում է ինտենսիվ ճառագայթման հետ, որը ուղղանոսի մեջ է ատոմային $1 \rightarrow 2$ անցման հետ:

Գտնված են սեռամակարդակ ատոմ և կլասիկ ինտենսիվ մոնոքրոմատիկ դաշտ սիստեմի ստադիոնար վիճակները և հաշվված են այդ ստադիոնար վիճակների միջև անցումների ժամանակ տեղի ունեցող արձակման և կլանման պրոցեսների ընդլայնական կտրվածքները: Մասնավորապես դիտարկված է $1 \rightarrow 2$ անցմանը ուղղանոս ինտենսիվ դաշտի ազդեցությունը $2 \rightarrow 3$ անցման ժամանակ առաջացող կոմբինացիոն ստիպողական ցրման պրոցեսների վրա:

Դիտարկված է անընդհատ սպեկտրով թույլ ճառագայթման անցումը նոսամակարդակ ատոմներից բյուրեղացած ուղղանոսային միջավայրում, երբ այդ ճառագայթմանը հակառակ ուղղությամբ տարածվում է $1 \rightarrow 2$ անցմանը ուղղանոս ինտենսիվ մոնոքրոմատիկ ալիք: Այդ դեպքում ստացված են միջավայրի կլանման գործակցի արտահայտությունները տարբեր սկզբնական պայմանների համար, որոնք էլակիություններ ունեն կոմբինացիոն հաճախականությունների վրա:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ М. Е. Мовсесян, Н. Н. Бадалян, В. А. Ирадян, ЖЭТФ. Письма, 6, 631, 1967.
² P. P. Sorokin, N. S. Shiren, J. R. Lankard, E. C. Hammond, T. G. Kazuyaka, Appl. Phys. Lett. 10, 44 (1967). ³ M. Rokni, S. Vatsiv, Phys. Lett., 24 A, 277 (1967). ⁴ М. Л. Тер-Микаелян, А. О. Меликян, ЖЭТФ, 53, 285 (1970). ⁵ В. М. Арутюнян, В. О. Чалтыкян, ЖЭТФ, 57, 1710 (1969); В. М. Арутюнян, Е. Г. Канцян, В. О. Чалтыкян, ЖЭТФ, 59, 195 (1970). ⁶ А. Л. Микаелян, М. Л. Тер-Микаелян, Ю. Г. Турков, Оптические генераторы на твердом теле, М., «Сов. радио», 1967.