

НОВЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРОСТЕЙШИМИ АТОМАМИ

М. Л. ТЕР-МИКАЕЛЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 17 апреля 1997г.)

В работе изложен новый метод исследования резонансного взаимодействия лазерного излучения с атомами. Метод основан на исследовании уравнения Шредингера в пространстве мнимого времени и использовании теории функций комплексного переменного для интегрирования системы линейных дифференциальных уравнений. В качестве примера рассмотрена четырехуровневая модельная атомная система, взаимодействующая с четырьмя резонансными полями. Найдена волновая функция системы «атом+поле», которая в случае точных резонансов имеет простой аналитический вид и может быть использована для вычисления целого ряда реакций (рассеяние и поглощение, генерация гармоник и т. д.)

1. Введение и постановка задачи

Рассмотрим взаимодействие четырехуровневых атомных систем, различные схемы которых представлены на рис. 1, с четырьмя лазерными излучениями, действующими вблизи резонансных переходов, напряженности которых определяются выражениями

$$E_m = e_m e_m e^{ik_m r - i\omega_m t} + \text{к.с.}; e_m^* = e_m. \quad (1)$$

Указанные на рис. 1 схемы рассматривались в большом количестве публикаций как экспериментальных, так и теоретических (см., например, [1—5]), поскольку они представляют большой интерес для излучения нелинейных явлений в газовых средах, в частности, для генерации третьей гармоники. Однако во всех работах (кроме [3, 4]) предполагается, что одно из четырех полей является слабым. В настоящей работе это ограничение снято. Считается, что каждое поле взаимодействует только с двумя уровнями, частота перехода между которыми близка к соответствующей частоте оптического излучения. Мы будем пренебрегать спектральными ширинами оптических излучений, а также ширинами атомных уровней.

Уравнение Шредингера в электродипольном приближении

$$i\hbar \frac{\partial \Phi}{\partial t} = (\hat{H}_0 - \sum_{m=1}^4 \hat{d}_m E_m) \Phi \quad (2)$$

будем решать, разлагая Φ по собственным функциям невозмущенного гамильтониана $\hat{H}_0$:

$$\Phi = \sum_{l=1}^4 a_l \Psi_l, \quad (3)$$

где Ψ_l есть решение уравнения (2) при $E_m = 0$:

$$\Psi_l = u_l \exp(-iE_l t). \quad (4)$$

Энергия атомных уровней E_l измеряются в единицах сек^{-1} .

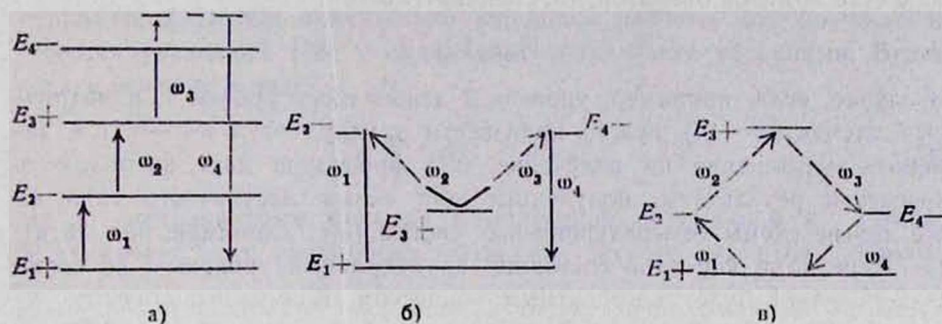


Рис. 1. Различные схемы четырехуровневых систем, взаимодействующих с четырьмя внешними излучениями. Приведены значения энергии уровней E_l и их четностей, а также частоты внешних излучений. Результаты анализа и выражения для волновых функций, полученные для схемы лестничного типа 1а, легко переносятся и на схемы 1б и 1в. Например, результаты для схемы «М»-типа получают из приведенных в тексте формул заменой $\varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_3$ и $\omega_2 \rightarrow -\omega_2$.

Рассмотрим схему лестничного типа (рис. 1а). Оператор взаимодействия имеет вид

$$\hat{H}_{int} = -\hat{d}(E_1 + E_2 + E_3 + E_4). \quad (5)$$

Рассмотрим первое слагаемое в (5), которое связано с переходом $1 \leftrightarrow 2$. Матричный элемент перехода равен

$$\langle 2 | \hat{H}_{int} | 1 \rangle = d_{21} [\varepsilon_1 e^{i(E_2 - E_1)t} + \varepsilon_1^* e^{i(E_2 + E_1)t}], \quad (6)$$

где

$$E_{21} = E_2 - E_1. \quad (7)$$

В резонансном приближении

$$|\Delta_{i+1,i}| = |E_{i+1} - E_i - \omega_i| \ll \omega_i. \quad (8)$$

Благодаря условию (8) в операторе взаимодействия (5), после усреднения по «быстрому» времени $T \sim \frac{1}{\omega_i}$ нерезонансным членом можно пренебречь. Этому вопросу посвящено много исследований (см., например, [6—8]), и мы не будем специально останавливаться на нем. В этом случае оператор взаимодействия можно представить в виде

$$\langle 2 | \hat{H}_{int} | 1 \rangle = V_{21} e^{i\Delta_{21}t}, \quad (9)$$

где

$$V_{21} = -\frac{d_{21}\varepsilon_1}{\hbar}. \quad (9')$$

Мы не будем предполагать, что d_{21} —вещественный вектор, т. е. энергетические уровни, между которыми происходят резонансные переходы, могут быть и вырожденными. Выбором различных комбинаций поляризаций внешних полей иногда удастся осуществить схему, при которой в процессах излучения и поглощения участвуют только два определенных уровня с определенными квантовыми числами. Поскольку d есть эрмитов оператор, то, следовательно,

$$V_{12} = V_{21}^* \quad (10)$$

В случае, если, например, уровень 2 лежит ниже уровня 1, в матричных элементах (10) нужно произвести замену $\varepsilon \rightarrow \varepsilon^*$ и $\omega \rightarrow -\omega$, т. е. заменить поглощение на излучение. Эта процедура даст возможность перенести результаты, полученные для схемы лестничного типа, на все другие схемы четырехуровневых систем (см., например, рис. 1б, в).

Переход в конечное состояние на начальный уровень 1 по схеме $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ будет когерентным процессом. Возможны, конечно, переходы и на другой конечный уровень с той же энергией, но обладающий другими квантовыми числами по сравнению с начальным уровнем 1. Такие процессы будут некогерентными. В обоих случаях в схеме 1а происходит сложение трех частот:

$$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3. \quad (11)$$

Помимо указанных процессов возможен, например, переход по схеме $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 3$ в конечное состояние с другой энергией. Этот процесс также некогерентен и приводит к появлению фотона с частотой

$$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - E_{31}. \quad (11')$$

Мы остановимся на рассмотрении когерентного процесса по схеме лестничного типа, поскольку результаты для всех других схем можно легко получить путем переобозначений.

2. Вычисление волновой функции системы «атом+поле»

Перейдем к математическому расчету волновой функции системы «атом+поле». Вместо коэффициентов разложения a_i , входящих в выражение (3), введем коэффициенты b_i :

$$b_1 = a_1; \quad b_2 = a_2 e^{-i\Delta_{21}t}; \quad b_3 = a_3 e^{-i\Delta_{31}t}; \quad b_4 = a_4 e^{-i\Delta_{41}t}, \quad (12)$$

где

$$\Delta_{21} = E_{21} - \omega_1; \quad \Delta_{31} = E_{31} - \omega_1 - \omega_2; \quad \Delta_{41} = E_{41} - \omega_1 - \omega_2 - \omega_3; \quad \Delta_{11} = 0. \quad (13)$$

Уравнение Шредингера в резонансном приближении примет вид

$$\begin{aligned} i\dot{b}_1 &= V_{12}b_2 + V_{14}b_4, \\ i\dot{b}_2 &= \Delta_{21}b_2 + V_{21}b_1 + V_{23}b_3, \\ i\dot{b}_3 &= \Delta_{31}b_3 + V_{32}b_2 + V_{34}b_4, \\ i\dot{b}_4 &= \Delta_{41}b_4 + V_{43}b_3 + V_{41}b_1, \end{aligned} \quad (14)$$

где $\dot{b}$ означает дифференцирование по времени.

Обычно решение уравнений (14) ищется в виде

$$b_i = B_i e^{-i\lambda t}. \quad (15)$$

Мы, однако, используем другой метод интегрирования системы линейных уравнений с постоянными коэффициентами, основанный на использовании методов теории функций комплексного переменного (см., например, [9]). Он значительно упрощает расчеты для нахождения решения уравнений (14) с заданными начальными условиями. Будем искать решение в виде

$$b_i = \sum_R f_i e^{z\tau}, \quad \tau = -it, \quad (16)$$

где f_i — рациональная функция комплексной переменной z . Символ $\sum_R$ означает, что необходимо вычислить сумму вычетов функции $b_i = \sum f_i e^{z\tau}$ относительно всех особых точек, расположенных на конечном расстоянии на комплексной плоскости. Подставляя (16) в (14), имеем

$$\begin{aligned} \sum_R [-zf_1 + V_{12}f_2 + V_{14}f_4] e^{z\tau} &= 0, \\ \sum_R [f_1 + (\Delta_{21} - z)f_2 + V_{23}f_3] e^{z\tau} &= 0, \\ \sum_R [V_{32}f_2 + (\Delta_{31} - z)f_3 + V_{34}f_4] e^{z\tau} &= 0, \\ \sum_R [V_{41}f_1 + V_{43}f_3 + (\Delta_{41} - z)f_4] e^{z\tau} &= 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Если приравнять выражения, входящие в каждую квадратную скобку, постоянным числам $-C_i$, то уравнения (17) будут заведомо выполняться, поскольку экспоненциальная функция вообще не имеет особых точек на комплексной плоскости z . В этом случае имеем:

$$\begin{aligned} -zf_1 + V_{12}f_2 + V_{14}f_4 &= -C_1, \\ f_1 + (\Delta_{21} - z)f_2 + V_{23}f_3 &= -C_2, \\ V_{32}f_2 + (\Delta_{31} - z)f_3 + V_{34}f_4 &= -C_3, \\ V_{41}f_1 + V_{43}f_3 + (\Delta_{41} - z)f_4 &= -C_4. \end{aligned} \quad (18)$$

Решение алгебраических уравнений (18) будем искать обычным образом, используя формулы Крамера

$$f_i^s = \frac{D_i^s(z)}{D(z)} e^{z\tau}, \quad (19)$$

где верхний индекс у f_i^s и D_i^s (а также нижний индекс s у волновых функций Φ_s , введенных ниже) будет указывать на определенный выбор начальных условий. Например, если $C_1 = 1$, $C_i = 0$ при $i = 2, 3, 4$, то это будет означать, что выбрано частное решение, при котором атом

при $t=0$ находился в состоянии Ψ_1 , т. е. $\Phi_1(t=0)=\Psi_1$. Можно также рассмотреть и такие начальные состояния, когда при $t=0$ атом не находится в чистом состоянии Ψ_i . Входящий в (19) детерминант D имеет вид

$$D(z) = \begin{vmatrix} -z & V_{12} & 0 & V_{14} \\ V_{21} & \Delta_{21}-z & V_{23} & 0 \\ 0 & V_{32} & \Delta_{31}-z & V_{34} \\ V_{41} & 0 & V_{43} & \Delta_{41}-z \end{vmatrix}, \quad (20)$$

является эрмитовым и имеет вещественные корни. Детерминанты $D_i(z)$ получаются из детерминанта (20), если i -ый столбец заменить на столбец из коэффициентов $-C_i$. Очевидно, что найденные решения (16), (19) удовлетворяют следующим начальным условиям:

$$f_i^s(t=\tau=0) = \sum_r \frac{D_i^s(z)}{D(z)} C_i^s. \quad (21)$$

Это следует из того, что сумма вычетов рациональной дроби относительно ее полюсов, лежащих на конечных расстояниях, равна коэффициенту при z^{-1} разложения рациональной дроби в окрестности бесконечно далекой точки.

Следовательно, используя (3), (12), (16), (19), (21), искомая волновая функция примет вид

$$\Phi_s = \sum_{i=1}^4 b_i^s e^{i\Delta_{i1}t} \Psi_i, \quad (22)$$

где

$$b_i^s = \sum_r \frac{D_i^s(z)}{D(z)} e^{-z_i t} = \sum_{z_i} \frac{D_i(z_i)}{\dot{D}(z=z_i)} e^{-z_i t}, \quad (22')$$

где $\sum_{z_i}$ означает сумму вычетов относительно всех особых точек z_i , а

$\dot{D}$ в данном случае означает дифференцирование по z , т. е. $\dot{D} = \frac{\partial D}{\partial z}$.

После нахождения b_i^s нужно перейти согласно (16) к переменной t и подставить в (22).

Рассмотрим случай, когда система в начальный момент находится в состоянии Ψ_1 . При этом

$$C_1=1; \quad C_{i \neq 1}=0. \quad (23)$$

Детерминанты D_i легко рассчитываются и имеют вид (в дальнейшем для упрощения написания формул индекс $s=1$ опускается):

$$D_1 = -(\Delta_{21}-z)(\Delta_{31}-z)(\Delta_{41}-z) + (\Delta_{21}-z)|V_{43}|^2 + (\Delta_{41}-z)|V_{32}|^2, \quad (24)$$

$$D_2 = V_{21}(\Delta_{41}-z)(\Delta_{31}-z) + V_{41}V_{23}V_{34} - V_{21}|V_{43}|^2, \quad (25)$$

$$D_3 = -V_{21}V_{32}(\Delta_{41}-z) - (\Delta_{21}-z)V_{41}V_{34}, \quad (26)$$

$$D_4 = V_{21} V_{32} V_{43} + V_{41} (\Delta_{21} - z) (\Delta_{31} - z) - V_{41} |V_{32}|^2, \quad (27)$$

$$D = z(z - \Delta_{21})(z - \Delta_{31})(z - \Delta_{41}) - z(z - \Delta_{21})|V_{43}|^2 - z(z - \Delta_{41})|V_{32}|^2 - \\ - (z - \Delta_{31})(z - \Delta_{41})|V_{21}|^2 - (z - \Delta_{21})(z - \Delta_{31})|V_{14}|^2 + |V_{21} V_{43} - V_{23} V_{41}|^2 \quad (28)$$

или

$$D = (z - z_1)(z - z_2)(z - z_3)(z - z_4), \quad (28')$$

где z_i — вещественные корни уравнения $D = 0$.

Используя выражения (22') — (28'), получим

$$b_l = \frac{D_l(z_1)e^{-itz_1}}{(z_1 - z_2)(z_1 - z_3)(z_1 - z_4)} + \frac{D_l(z_2)e^{-itz_2}}{(z_2 - z_1)(z_2 - z_3)(z_2 - z_4)} + \\ + \frac{D_l(z_3)e^{-itz_3}}{(z_3 - z_1)(z_3 - z_2)(z_3 - z_4)} + \frac{D_l(z_4)e^{-itz_4}}{(z_4 - z_1)(z_4 - z_2)(z_4 - z_3)}. \quad (29)$$

Подставляя (29) в (22), получим волновую функцию Φ_1 , подчиняющуюся начальному условию $C_1 = 1$, $C_{2,3,4} = 0$.

3. Исследование волновой функции в предельных случаях

Корни детерминанта четвертого порядка не имеют простых аналитических решений. Поэтому мы ограничимся исследованием корней детерминанта в двух предельных случаях, когда расстройками резонанса можно пренебречь по сравнению с V_{ik} и в обратном пределе. В первом случае уравнение $D = 0$ сводится к биквадратному уравнению

$$z^4 - |V|^2 z^2 + |V_{12} V_{34} - V_{32} V_{41}|^2 = 0, \quad (30)$$

где

$$V^2 = |V_{12}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{34}|^2 + |V_{41}|^2, \quad (31)$$

решение которого дает четыре вещественных различных корня

$$z_i = \pm \sqrt{\frac{V^2}{2} \pm \sqrt{\frac{V^4}{4} - |V_{12} V_{34} - V_{32} V_{41}|^2}}, \quad (32)$$

если нижеприведенное равенство не выполняется:

$$|V_{12} V_{34} - V_{32} V_{41}| = |d_{12}^i d_{34}^k \varepsilon_1^{*i} \varepsilon_3^{*k} - d_{32}^i d_{14}^k \varepsilon_3^{*i} \varepsilon_1^{*k}| = 0. \quad (33)$$

(по повторяющимся индексам i и k производится суммирование). Поскольку корни уравнения не пересекаются, их будем нумеровать в порядке их возрастания: $z_1 < z_2 < z_3 < z_4$. В случае, если условие (33) выполнено, корни уравнения вырождаются и приобретают простой вид

$$z_{2,3} = 0; \quad z_{4,1} = \pm \{|V_{21}|^2 + |V_{23}|^2 + |V_{34}|^2 + |V_{41}|^2\} = \pm V. \quad (34)$$

В другом предельном случае, т.е. когда $|V_{ik}| \ll \Delta_{ik}$, корни уравнения определяются выражениями теории возмущений в резонансном приближении:

$$z_1 = \delta_1 + \delta_4, \quad z_2 = \Delta_1 - \delta_1 + \delta_2, \quad z_3 = \Delta_{31} - \delta_2 + \delta_3, \quad z_4 = \Delta_{41} - \delta_3 - \delta_4, \quad (35)$$

где

$$\delta_1 = -\frac{|V_{21}|^2}{\Delta_{21}}; \quad \delta_2 = -\frac{|V_{32}|^2}{\Delta_{32}}; \quad \delta_3 = -\frac{|V_{43}|^2}{\Delta_{43}}; \quad \delta_4 = -\frac{|V_{41}|^2}{\Delta_{41}}. \quad (35')$$

Нумерация корней в этом случае зависит от знаков расстроек и должна быть согласована с нумерацией корней, принятой в (34).

Рассмотрим более подробно случай, когда корни пересекаются. Анализ возможности адиабатического пересечения квазиэнергетических уровней был подробно исследован в работе [10] на примере схемы, представленной на рис. 1в. В [10] показано, что пересечение уровней возможно только в схемах с числом уровней больше трех и для схемы 1в найдены условия их пересечения в случае вырожденной накачки. В работе [10] авторы приходят к выводу, что в случае $D=0$ все миноры третьего порядка также должны обращаться в ноль.

4. Волновая функция системы в случае точных резонансов

Перейдем к определению полной системы ортонормированных функций в случае $\Delta_{11}=0$. Обозначим величину, входящую в (28),

$$V_{12}V_{34} - V_{31}V_{14} = u \quad (36)$$

и будем считать, что выполняется условие

$$\frac{|u|}{V^2} \ll 1. \quad (36')$$

Физически условие (36') означает, что мы рассматриваем случай, когда находимся вблизи пересечения корней. В этом пределе можно получить простые аналитические решения. Рассмотрим прежде всего волновую функцию системы «атом+поле» Φ_i , которая при $t=0$ переходит в невозмущенную функцию атома Ψ_i , т. е. постоянные C_i равны $C_1=1$, $C_i=0$ при $i=2,3,4$. Корни уравнения (28) с точностью до величины порядка $\frac{|u|}{V^2}$ имеют следующий вид:

$$z_1 = -V; \quad z_2 = -\frac{|u|}{V}; \quad z_3 = \frac{|u|}{V}; \quad z_4 = V. \quad (37)$$

Подставляя корни уравнения (30) в (24)–(27) и полагая $\Delta_{11}=0$, имеем

$$D_1^1(z_i) = z_i(z_i^2 + |V_{43}|^2 + |V_{32}|^2), \quad (24')$$

$$D_2^1(z_i) = V_{21}z_i^2 - V_{34}u^*, \quad (25')$$

$$D_3^1(z_i) = z_i(V_{21}V_{32} + V_{41}V_{34}) = z_i u_1, \quad (26')$$

$$D_4^1(z_i) = V_{41}z_i^2 + V_{32}u^*. \quad (27')$$

Обратим внимание, что из (24')–(27') следует, что все $D_i^{(1)}$ в точке

пересечения корней, т.е. при $u \rightarrow 0$ и $z_{1,3} = 0$ обращаются в ноль. Выражения (29) для коэффициентов b_i , входящих в (22), имеют простой вид. Опуская длительные, но простые вычисления, выпишем выражение для волновой функции Φ_1 :

$$\begin{aligned} \Phi_1 = & \left\{ \frac{|V_{12}|^2 + |V_{41}|^2}{V^2} \cos Vt + \frac{|V_{43}|^2 + |V_{32}|^2}{V^2} \cos \frac{|u|}{V} t \right\} \Psi_1 + \\ & + i \left\{ \left[-\frac{V_{21}}{V} + \frac{V_{34} u^*}{V^2} \right] \sin Vt - \frac{V_{34}}{V} \frac{u^*}{|u|} \sin \frac{|u|}{V} t \right\} \Psi_2 e^{i\Delta_{11}t} + \\ & + \frac{u_1}{V^2} \left[\cos Vt - \cos \frac{|u|}{V} t \right] \Psi_3 e^{i\Delta_{21}t} - \\ & - i \left\{ \left[\frac{V_{41}}{V} + \frac{V_{32} u^*}{V^2} \right] \sin Vt - \frac{V_{32}}{V} \frac{u^*}{u} \sin \frac{|u|}{V} t \right\} \Psi_4 e^{i\Delta_{11}t}, \end{aligned} \quad (38)$$

где u_1 определено выражением (26').

Аналогичным образом вычисляются и Φ_2, Φ_3, Φ_4 . Единственно, что необходимо сделать, это заменить матрицы $D_i^1(z)$ на матрицы $D_i^2(z), D_i^3(z), D_i^4(z)$. Соответственно при нахождении функций Φ_2, Φ_3, Φ_4 матрицы D_i^s получаются из матрицы $D(z)$, если заменить s -ый столбец матрицы (20) на столбец коэффициентов $|C_1 C_2 C_3 C_4|$, в котором s -ый элемент столбца заменен на единицу, а остальные элементы столбца заменены на нули. Это будет соответствовать выбору начальных условий $\Phi_s(t \rightarrow 0) \rightarrow \Psi_s$. Из структуры выражения (22) следует, что полученная таким образом система функций $\Phi_s (s=1, 2, 3, 4)$ образует полную систему ортонормированных функций задачи. Действительно,

$$\int \Phi_s^* \Phi_s dV = \int \left(\sum_i b_i^s e^{i\Delta_{11}t} \Psi_i \right)^* \left(\sum_j b_j^s e^{i\Delta_{11}t} \Psi_j \right) dV = b_i^{s*} b_i^s = \delta_{ss'}. \quad (39)$$

Рассмотрим предельные случаи, когда происходит выключение резонансных полей. Обратим внимание, что при $V_{41} = V_{43} = V_{32} = 0$ волновая функция (38) и аналогичные ей для $s=2, 3, 4$ переходят в хорошо исследованные волновые функции [11] для двухуровневого атома, находящегося в электромагнитном поле, частота которого близка к частоте E_{21} . Функция (38) и аналогичные ей для $s=2, 3, 4$ при $V_{41} = V_{43}$ переходят в исследованные М. А. Саркисяном в 1984 г. (частное сообщение) функции для трехуровневой системы, находящейся в двух полях, частоты которых совпадают с E_{21} и E_{31} соответственно.

Квадраты модулей коэффициентов перед Ψ_i дают вероятности нахождения системы «атом+поле» в определенных атомных состояниях Ψ_i . Из выражения (38) следует, что населенности атомных уровней носят осцилляционный характер с двумя характерными периодами $T_1 = \frac{2\pi n}{V}$ и $T_2 = \frac{2\pi n V}{|u|}$. Такого типа осцилляции экспериментально не наблюдались. Используя функции системы «атом+поле», можно рас-

считать вероятность генерации третьей гармоники на отдельном атоме, а также вероятность других радиационных процессов. Случай пересечения уровней должен быть детально проанализирован. В случае, если условие точных резонансов не выполняется, простого аналитического решения уравнения $D=0$ не существует и необходимо использовать численные методы для расчетов населенностей уровней. Аналогичная ситуация имеет место, когда не выполняется условие $|a| \ll V^2$. Этим вопросам должны быть посвящены специальные исследования применительно к конкретным экспериментальным условиям. Однако полученные выше аналитические решения будут полезны для сравнения с численными расчетами конкретных схем четырехуровневых систем, взаимодействующих с четырьмя резонансными полями. Исследованный выше метод дает возможность получать решения и для задач о поведении четырехуровневой системы в поле последовательных импульсов, моменты включения которых сдвинуты друг относительно друга. Например, в случае двух импульсов начальные значения C_i для решения задачи со вторым импульсом должны определяться из решения задачи для первого импульса. Начальные условия, задаваемые равенством

$$\Phi^*(t = t_i) = \sum_k C_k^* \Psi_k, \quad (40)$$

при произвольном наборе постоянных C_k должны удовлетворять условию нормировки

$$\sum_k |C_k|^2 = 1. \quad (41)$$

Изложенный выше метод можно применить и в случае, когда на систему «атом+поле» действуют внешние поля, зависящие от времени. Используя метод вариации произвольных постоянных C_i , можно тем же способом решить систему уравнений типа (14) с дополнительными членами в правой части, учитывающими взаимодействие с внешним полем, и получить обобщенные решения, которые в случае обычного уравнения для осциллятора будут описывать «вынужденные» решения. Еще более важным является распространение этого метода на случай, когда вместо монохроматических лазерных излучений в уравнения (14) будут входить величины V_{ik} , медленно зависящие от времени.

Работа выполнена в рамках темы 96-772, финансируемой из государственных централизованных источников РА, и по гранту 170 ер Международной Соросовской Программы в области точных наук «Института Открытого Общества».

1. N. Bloembergen, Y. R. Shen. Phys. Rev., 133A, 37 (1964).
2. M. L. Ter-Mikaelyan, M. A. Sarkissian. In Proceedings of 6th International conference on atomic physics. Riga, 1978, с. 462.
3. А. О. Меликян, С. Г. Саакян. ЖЭТФ, 76, 1530 (1979).
4. А. О. Меликян, С. Г. Саакян. ДАН АрмССР, 70, 33 (1980).
5. Дж. Райнтжес. Нелинейные оптические параметрические процессы в жидкостях и газах. М., Мир, 1987.
6. Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., ИФМЛ, 1958.
7. N. D. Sen-Gupta. J. Phys. A, 3, 618 (1970).
8. М. А. Саркисян, М. Л. Тер-Микаелян. Препринт ИФИ-78-75, Аштарак, 1978.
9. В. И. Смирнов. Курс высшей математики, т. 3, ч. 2. М., ИТТЛ, 1953.
10. А. О. Меликян, С. Г. Саакян. Препринт ИФИ-76-34. Аштарак, 1976.
11. М. Л. Тер-Микаелян. Препринт ИФИ-74-11, Ереван, 1974.

ՊԱՐԶԱԳՈՒՅՆ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՀԵՏ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ
ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՄԱՆ ՆՈՐ ՄԵԹՈԴ

Մ. Լ. ՏԵՐ-ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ

Ներկայացված է ատոմների հետ լազերային ճառագայթման ուղղանաչային փոխազդեցության հետազոտման նոր մեթոդ: Որպես օրինակ բննարկված է չորսմակարդակային ատոմային համակարգ, որը փոխազդում է չորս ուղղանաչային դաշտերի հետ:

A NEW METHOD FOR STUDY OF RESONANT INTERACTION OF LASER RADIATION WITH SIMPLE ATOMS

M. L. TER-MIKAELIAN

A new method for study of the resonant interaction of the laser interaction with the atoms is discussed. As an example, the four-level atomic system interacting with the four resonance fields is considered.