

РАЗБИЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ В УСЛОВИЯХ
ДВУХФОТОННОГО РЕЗОНАНСА

В. М. АРУТЮНЯН, Г. Г. АДОНИ, Н. В. ШАХНАЗАРЯН

Аналитически решена задача о когерентном распространении двух импульсов в трехуровневой среде. В условиях двухфотонного резонанса показано, что если интенсивность одного импульса мала, другой — сильный импульс — модулирует слабый как по времени, так и по пространству. В результате слабый импульс разбивается на ряд субимпульсов, энергии и длительности которых уменьшаются с расстоянием. Благодаря такому разбиению длительности субимпульсов могут быть плавно изменены в зависимости от плотности атомов среды, мощности сильного импульса и расстояния. В предположении малости штарк-эффекта решена также поляризационная задача. Показано, что под действием сильного поля, благодаря параметрической перекачке энергии слабого поля, может возникнуть модулированная компонента того же поля, отсутствующая на входе в среду. Плавное изменение длительности субимпульсов можно производить также, меняя степень эллиптичности сильного поля. Кроме того, в разных компонентах одного импульса можно получить субимпульсы, сильно отличающиеся по длительности. Этим можно воспользоваться при исследовании релаксационных процессов.

Интерес к распространению когерентного короткого импульса в среде при однофотонном резонансе обусловлен возможностью получения ультракоротких импульсов [1] и изучения релаксационных процессов [2]. Как показано в [3—6], ультракороткие импульсы образуются и при двухфотонном резонансе, когда частота атомного перехода равна удвоенной частоте излучения. Отсутствие промежуточного резонанса позволило получить результаты в аналитической форме. Двухфотонный резонанс с двумя разными частотами ω_1 и ω_2 был исследован в работах [7—8], причем в работе [8] было учтено еще промежуточное состояние, которое находится в резонансе с одним из импульсов. Там же результаты численного анализа для площадей импульсов сравниваются с экспериментальными данными.

В настоящей работе аналитически исследована пространственно-временная эволюция когерентных импульсов в условиях двухфотонного резонанса, подобного [8], в предположении малости одного поля относительно другого. Показано, что более интенсивный импульс модулирует слабый. При определенных ограничениях рассмотрены также поляризационные эффекты, возникающие при двухфотонном резонансе.

Пусть в среде, состоящей из трехуровневых атомов, распространяются две волны E_1 и E_2 :

$$E_j = E_j(z, t) e^{-i\omega_j t - ik_j z} + \text{к. с.} \quad (1)$$

Поле E_1 переводит атомы из основного состояния 1 в состояние 2, а поле E_2 — из состояния 2 в 3. Предположим, что интенсивность поля E_1 мала настолько, что оно нелинейных эффектов не вызывает; тогда можно считать амплитуду основного состояния неизменной. Кроме того, предпо-

ложим, что расстройка промежуточного резонанса велика, и учтем этот резонанс по теории возмущений. При таких предположениях связанная система укороченных уравнений Максвелла для полей E_1 и E_2 и уравнения Шредингера для волновой функции трехуровневого атома в поле этих волн в переменных $\eta = z$ и $\xi = t - \frac{z}{c}$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_1(\eta, \xi)}{\partial \eta} &= -iq E_1(\eta, \xi) - iq \frac{d_{23}^*}{d_{12}} E_2^*(\eta, \xi) B, \\ \frac{\partial E_2(\eta, \xi)}{\partial \eta} &= 0, \\ \frac{\partial B}{\partial \xi} - i\varepsilon_2 B + i\varepsilon_1 \xi_0 B &= -i \frac{d_{12} d_{23}}{h^2 \varepsilon_1} E_1(\eta, \xi) E_2(\eta, \xi),\end{aligned}\quad (2)$$

где B — амплитуда состояния 3, $q = \frac{2\pi N \omega_1 |d_{12}|^2}{h c \varepsilon_1}$, $\xi_0 = \frac{|d_{23}|^2 |E_2(0, \xi)|^2}{h^2 \varepsilon_1^2}$ — безразмерный параметр интенсивности сильного поля, N — плотность атомов среды, d_{ij} — матричный элемент дипольного момента перехода из состояния i в j , ε_1 и ε_2 — расстройки резонансов, $\varepsilon_1 = \omega_{12} - \omega_1$, а $\varepsilon_2 = \omega_{13} - \omega_1 - \omega_2$ (ω_{ij} — частота атомного $i-j$ -перехода). Уравнения (2) выписаны в линейном по слабому полю E_1 приближении. Отметим еще, что эти уравнения переходят в уравнения (1) работы [7] при пренебрежении штарк-эффектом состояния 2 и суммарной расстройкой ε_2 .

При суммарной расстройке $\varepsilon_2 = 0$ система (2) имеет решение

$$E_1(\eta, \xi) = E_1(0, \xi) \left[1 - iq e^{-i\theta(\xi)} \int_0^\eta e^{-iq u} J_0(2\sqrt{q\theta(\xi)u}) du \right], \quad (3)$$

где $\theta(\xi) = \frac{|d_{23}|^2}{h^2 \varepsilon_1^2} \int_{-\infty}^\xi |E_2(0, \xi')|^2 d\xi'$, J_0 — бесселева функция нулевого порядка. Для наглядности рассмотрим случай, когда штарк-эффект мал. Можно показать, что при этом предположении вместо (3) получается простое выражение

$$E_1(\eta, \xi) = E_1(0, \xi) J_0(2\sqrt{q\theta(\xi)\eta}) e^{-iq\eta}. \quad (4)$$

Из последней формулы видно, что слабый импульс модулируется как по координате, так и по времени под действием сильного поля E_2 , т. е. влияние сильного поля на слабое выражается в том, что импульс, имеющий на входе в среду произвольную форму $E_1(0, \xi)$, разбивается на ряд субимпульсов, число которых определяется числом нулей бесселевой функции при изменении ее аргумента от нуля до $2\sqrt{q\theta(\infty)\eta}$.

При фиксированном значении η отношение энергии n -го субимпульса к полной энергии слабого импульса на входе в среду будет

$$W_n = \frac{1}{4 q \eta \beta(\infty)} [k_n^2 J_1^2(k_n) - k_{n-1}^2 J_1^2(k_{n-1})], \quad (5)$$

где k_n — n -ый корень бесселевой функции нулевого порядка. Из формулы (5) видно, что энергия n -го субимпульса убывает с расстоянием, а его длительность $\tau_n = \xi_n - \xi_{n-1}$, где ξ_n определяется из интегрального соотношения

$$\frac{|d_{23}|^2}{\hbar^2 \varepsilon_1} \int_{-\infty}^{\xi_n} |E_2(0, \xi)|^2 d\xi = \frac{k_n^2}{4 q \eta}. \quad (6)$$

Допустим, что на входе в среду сильный импульс имеет форму $E_2(0, \xi) = \frac{E_{20}}{\text{ch}(\xi/\tau_0)}$. Рассмотрим временную картину разбиения импульса E_1 при разных фиксированных расстояниях η . Пусть в качестве поля E_1 взято ВКР от нитробензола, возбуждаемого излучением рубинового лазера ($\varepsilon_1 \approx 20 \text{ см}^{-1}$), E_2 — поле излучения самого рубинового лазера, а средой служат пары калия. На рис. 1 представлены графики изменения E_1 в зависимости от безразмерного параметра времени $\frac{t}{\tau_0}$. Из рисунка видно, как с увеличением расстояния слабый импульс, имеющий на входе в среду форму, подобную сильному $E_1(0, \xi) = \frac{E_{10}}{\text{ch}(\xi/\tau_0)}$ (рис. 1а), разбивается сначала на два субимпульса (рис. 1б), затем на 3, 4 и 5 (рис. 1в, г, д). Все графики

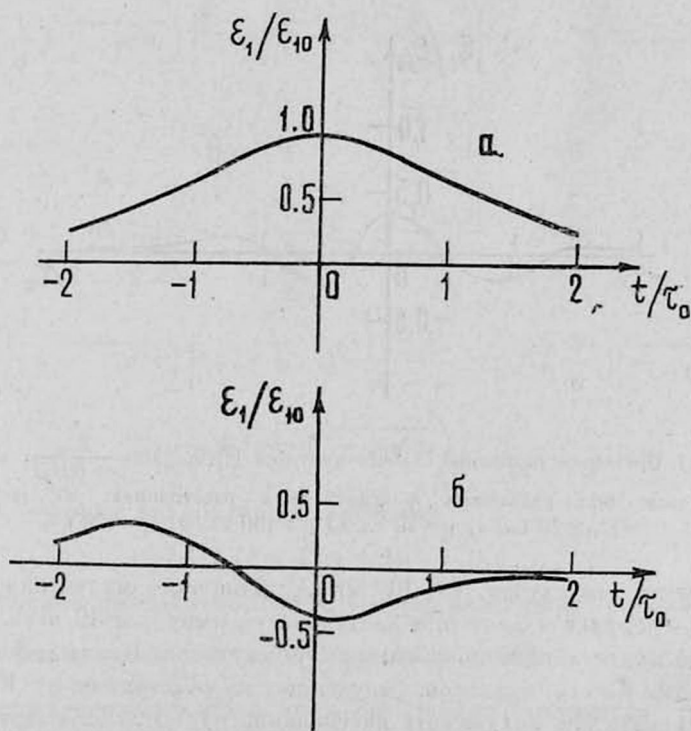


Рис. 1.

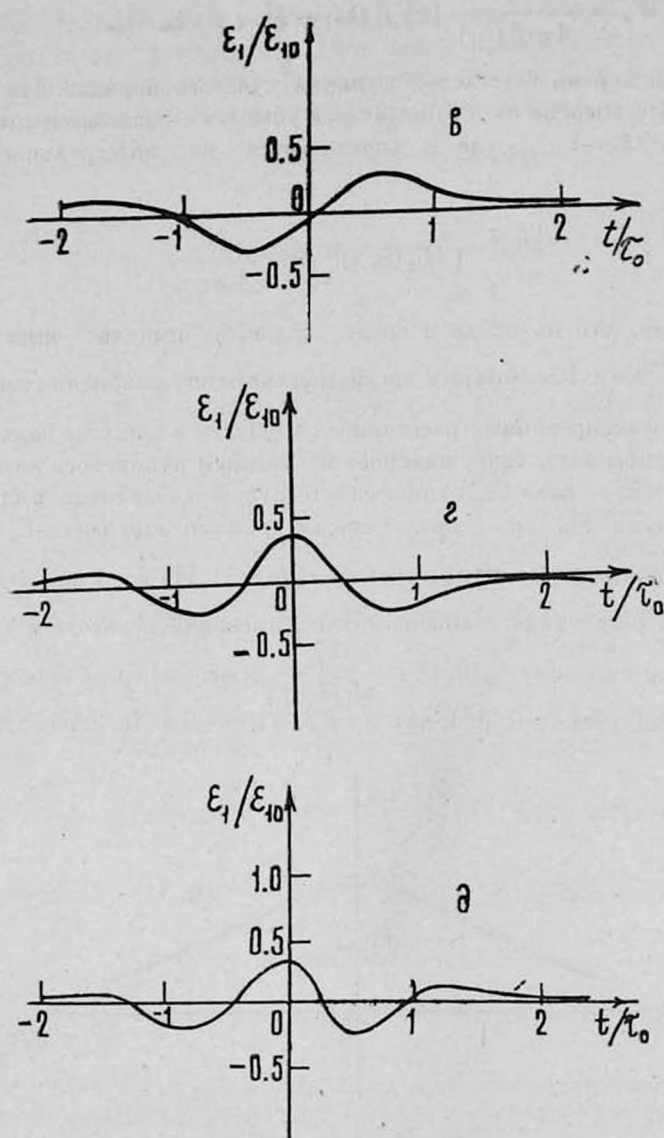


Рис. 1. Временное разделение слабого импульса $E_1(0, \xi) = \frac{E_{10}}{\text{ch}(\xi/\tau_0)}$ на субимпульсы при различных фиксированных расстояниях: а) $\eta=0$ см, б) $\eta=20$ см, в) $\eta=50$ см, г) $\eta=100$ см, д) $\eta=150$ см.

представлены для случая $N \approx 10^{11}$ ат/см³; мощность излучения рубинового лазера—порядка 1 мвт при длительности импульса 10 нсек. Из рис. 1 видно, что длительности полученных субимпульсов меньше исходных. Например, один из субимпульсов, полученных на расстоянии $\eta=100$ см, имеет длительность (по полувысоте интенсивности) 1,5 нсек. Плотность энергии в этом субимпульсе будет примерно на порядок меньше, чем в основ-

ном, а мощность составляет 0,7 мощности слабого импульса на входе в среду. Из формул (4), (5) и (6) видно, что меняя плотность атомов среды, мощность сильного импульса и расстояние, можно плавно изменять длительности субимпульсов, не теряя особенно в их мощности. Например, при $N \approx 10^{10}$ ат/см³, $\eta = 100$ см и при мощности поля E_2 в 1 мвт можно получить субимпульс с относительной мощностью 0,5 при длительности $5 \cdot 10^{-10}$ сек.

Теперь посмотрим, как в подобной же системе атомов распространяются две в общем случае эллиптически поляризованные волны. Удобно записывать поля E_1 и E_2 в круговых компонентах $E_{\pm} = E_{ix} \pm iE_{iy}$. Пусть средой служат опять пары калия. Тогда основное состояние 1—это состояние $4S_{1/2}$, оно двукратно вырождено; состояние 2—это четырехкратно вырожденное состояние $4P_{3/2}$, а 3—двукратно вырожденное состояние $6S_{1/2}$. Поляризованная волна снимает вырождение по проекциям полного момента. Поля $E_{\pm}$ связывают теперь 8 состояний атома, т. е. нужно решить связанную систему четырех уравнений для полей с уравнением Шредингера для восьмиуровневого атома. При тех же предположениях, при которых было получено выражение (4), решения для E_1^+ и E_1^- -компонент слабого поля имеют следующий вид:

$$E_1^+(\eta, \xi) = E_1^+(0, \xi) \frac{e^{-i\frac{q\eta}{6}}}{\mu_1 - \mu_2} \left[(\mu_1 + 5\gamma) J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{-\mu_2 q^2 \eta}\right) - (\mu_2 + 5\gamma) \times \right. \quad (7)$$

$$\times J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{-\mu_1 q^2 \eta}\right) \left. \right] + E_1^-(0, \xi) \frac{3\sqrt{\gamma} e^{-i\frac{q\eta}{6}}}{\mu_1 - \mu_2} \left[J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{-\mu_2 q^2 \eta}\right) - \right. \\ \left. - J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{-\mu_1 q^2 \eta}\right) \right],$$

$$E_1^-(\eta, \xi) = E_1^-(0, \xi) \frac{e^{-i\frac{q\eta}{6}}}{\mu_1 - \mu_2} \left[(\mu_1 + 5) J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{-\mu_2 q^2 \eta}\right) - (\mu_2 + 5) \times \right. \quad (8)$$

$$\times J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{-\mu_1 q^2 \eta}\right) \left. \right] + E_1^+(0, \xi) \frac{3\sqrt{\gamma} e^{-i\frac{q\eta}{6}}}{\mu_1 - \mu_2} \left[J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{-\mu_2 q^2 \eta}\right) - \right. \\ \left. - J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{-\mu_1 q^2 \eta}\right) \right],$$

где μ_1 и μ_2 — корни квадратного уравнения

$$\mu^2 + 5(\gamma + 1)\mu + 16\gamma = 0, \quad (9)$$

а γ — отношение интенсивностей круговых компонент сильного поля,

$\gamma = \frac{|E_2^-|^2}{|E_2^+|^2}$. Если сильное поле поляризовано линейно, т. е. $\gamma = 1$, обе

круговые компоненты слабого поля $E_1^{\pm}$ распространяются одинаково (скалярный случай). При $\gamma = 0$ (сильное поле имеет только право-поля-

ризованную компоненту), как видно из (7), (8) и (9), $E_1^+(\gamma, \xi)$ распространяется без изменения

$$E_1^+(\gamma, \xi) = E_1^+(0, \xi) e^{-i \frac{q\gamma}{6}}, \quad (10)$$

$$E_1^-(\gamma, \xi) = E_1^-(0, \xi) e^{-i \frac{q\gamma}{6}} J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{5q^2\gamma}\right). \quad (11)$$

Пусть теперь сильное поле поляризовано эллиптически, а слабое поле на входе в среду имеет только одну круговую компоненту, например, $E_1^-(0, \xi)$ ($E_1^+(0, \xi) = 0$). Из формулы (7) видно, что благодаря присутствию сильного поля и параметрической перекачке энергии из E_1^- -компоненты поля появляется и E_1^+ -компонента, которая также модулирована

$$E_1^+(\gamma, \xi) = E_1^-(0, \xi) \frac{3V\bar{\gamma} e^{-i \frac{q\gamma}{6}}}{\mu_1 - \mu_2} \left| J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{1 - \mu_2 q^2 \gamma}\right) - J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{1 - \mu_1 q^2 \gamma}\right) \right|; \quad (12)$$

при этом

$$E_1^-(\gamma, \xi) = E_1^-(0, \xi) \frac{e^{-i \frac{q\gamma}{6}}}{\mu_1 - \mu_2} \left[(\mu_1 + 5) J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{1 - \mu_2 q^2 \gamma}\right) - (\mu_2 + 5) \times \right. \\ \left. \times J_0\left(\frac{1}{6} \sqrt{1 - \mu_1 q^2 \gamma}\right) \right]. \quad (13)$$

Следует еще отметить, что так как право- и лево-поляризованные компоненты слабого поля разбиваются на субимпульсы, длительности которых зависят теперь и от степени эллиптичности сильного поля, то плавная перестройка длительности субимпульсов может быть произведена еще и изменением степени эллиптичности γ . Кроме того, в одном и том же импульсе, но в разных поляризациях, можно получить субимпульсы, длительности которых могут отличаться на порядок, что невозможно сделать в скалярном случае. Действительно, если, например, $\gamma = 30$, т. е. интенсивность E_2^- -компоненты сильного поля в 30 раз больше интенсивности E_2^+ -компоненты, то E_1^- разбивается на субимпульсы, длительности которых примерно на порядок меньше длительности субимпульсов в E_1^+ -компоненте слабого поля. Этим можно воспользоваться при исследовании релаксационных процессов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 15.V.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. S. L. McCall, E. L. Hahn. Phys. Rev. Lett., 18, 908 (1967).
2. C. K. N. Patel, R. E. Slusher. Phys. Rev. Lett., 19, 1019 (1967).
3. Э. М. Беленов, И. А. Полуэктов. ЖЭТФ, 56, 1407 (1969).
4. И. А. Полуэктов, В. С. Ройтберг. КСФ, 6, 35 (1971).

5. И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, В. С. Ройтберг. Письма ЖЭТФ, 18, 638 (1973).
6. M. Takatsuji. Physica, 51, 1265 (1971).
7. И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, В. С. Ройтберг. Письма ЖЭТФ, 20, 533 (1974).
8. N. Tan-no, K. Yokito, H. Inaba. Phys. Rev. Lett., 29, 1211 (1972).

ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԲԱԺԱՆՈՒՄԸ ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Հ. ԱԴՈՆՏ, Ն. Վ. ՇԱԽՆԱԶԱՐՅԱՆ

Անալիտիկորեն լուծված է երկու կոհերենտ իմպուլսների տարածման խնդիրը եռամակարդակ միջավայրում: Ցույց է տրված, որ երկֆոտոնային ռեզոնանսի պայմաններում, երբ մի իմպուլսի ինտենսիվությունը փոքր է, մյուսինը՝ մեծ, ուժեղ իմպուլսը մոդուլացնում է թույլը օժանդակի և տարածության մեջ: Դրա հետևանքով թույլ իմպուլսը բաժանվում է մի շարք ենթա-իմպուլսների, որոնց էներգիաները և տեղորոշվածությունները փոքրանում են հեռավորության աճման հետ: Այդ բաժանման հետևանքով ենթաիմպուլսների տեղորոշվածությունները հնարավոր է սահուն կերպով փոփոխել կախված ատոմների խտությունից, ուժեղ իմպուլսի հզորությունից և հեռավորությունից: Ենթադրելով, որ շտաբկ-էֆեկտը փոքր է, լուծված է բևեռացման խնդիրը: Ցույց է տրված, որ ուժեղ դաշտի ազդեցության տակ թույլ դաշտի էներգիայի պարամետրիկ փոխանցման հետևանքով կարող է ծնվել նույն դաշտի մոդուլացված կոմպոնենտը, որը բացակայում էր միջավայրի մուտքում: Ենթաիմպուլսների տեղորոշման սահուն փոփոխումը կարելի է կատարել նույնպես փոխելով ուժեղ դաշտի բևեռացման աստիճանը: Բացի այդ, նույն իմպուլսի տարբեր կոմպոնենտներում կարելի է ստանալ ենթաիմպուլսներ, որոնք խիստ տարբերվում են ըստ տեղորոշման: Այդ կարելի է օգտագործել ռելաքսացիոն պրոցեսների հետադրաման ժամանակ:

BREAK OF PULSES UNDER CONDITIONS OF TWO-PHOTON RESONANCE

V. M. HARUTYUNYAN, G. G. ADONTS, N. V. SHAKHNAZARYAN

The problem of the coherent propagation of two pulses into a three-level medium is solved analytically. It is shown under the condition of two-photon resonance that the stronger pulse modulates the weaker one both in time and in space. The weaker pulse breaks into a series of subpulses the energy and duration of which decrease with distance. The duration of subpulses may be slowly varied as a function of the density of medium atoms, the power of the strong pulse and the distance. The polarisation problem is also solved under the assumption of the smallness of the Stark effect. It is shown under the action of a strong field, a modulated component of the same field, absent at the entry to the medium may arise due to the parametric power transfer of the weaker field. The duration of subpulses may also be slowly varied by changing the degree of strong field ellipticity.