թույլ լինելու ենթադրության խոտորումների տեսության շրջանակներից դուրս ստացվել են անցման երևույթները նկարագրող բանաձևեր, ընդ որում միջավայրի ազդեցությունը մղող դաշտի վրա հաշվի է առնված միայն վերջինիս փուլային մոդուլյացիայում։ Ստացված արտահայտությունները ճիշտ են նաև ատոմային և եռաֆոտոնային հաճախությունների համար։ Նրանք կիրառելի չեն միայն մղող դաշտի հաճախությանը մոտ գտնվող փորձնական ալիքների հաճախությունների համար։

EFFECTS OF PROBING WAVE INTENSITY IN PARAMETRIC INTERACTION WITH PUMP WAVE IN A RESONANCE MEDIUM

A. O. MELIKYAN, V. O. CHALTYKYAN, K. Kh. SIMONYAN

The propagation of probing wave in a resonance two-level medium in the presence of monochromatic pump field is considered. By means of an earlier proposed method, without the assumption of probe field weakness, some formulae describing the propagation processes were obtained out of the perturbation theory framework. The influence of medium on the pump field was taken into account only as the phase modulation of the latter. The obtained expressions are also valid at atomic and „three-photon“ frequencies. They are not applicable only for probing wave frequencies close to that of pump field.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 308—312 (1987)

УДК 535.2;621.373.8

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СРЕДЕ В ОКРЕСТНОСТИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ ЛИНЕЙНОЙ ДИСПЕРСИИ

Г. Г. ГРИГОРЯН, А. О. МЕЛИКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 22 июня 1986 г.)

Показано, что при распространении адиабатического импульса в трехуровневой среде в окрестности точки компенсации линейной дисперсии эффекты фазовой модуляции становятся несущественными и сильное изменение претерпевает только огибающая импульса.

Распространение интенсивного электромагнитного импульса через нелинейную резонансную среду сопровождается фазовой и амплитудной модуляциями, которые существенно затрудняют наблюдение других нелинейных процессов. Сильное уширение спектра, вызванное укручением переднего фронта (образование ударной волны), приводит к когерентному излучению на частоте атомного перехода [1]. Как отмечано в [2], самоукручение импульса обусловлено не только зависимостью скорости распространения импульса от интенсивности, но и фазовой самомодуляцией, причем второй механизм часто оказывается сильнее.

С этой точки зрения изучение системы, в которой эффекты фазовой самомодуляции были бы пренебрежимо малы, представляет определенный интерес. Примером такой системы служат атомы щелочных металлов, обладающих дублетно расщепленным возбужденным состоянием. Внутри дублета может выполняться условие компенсации дисперсии [3—8], т. е.

$\varepsilon_{30}\, d_{31}^2 + \varepsilon_{30}\, d_{21}^2 = 0$. Здесь $\varepsilon_{l0} = \omega_{l1} - \omega_0$, ω_0 — несущая частота импульса, на входе в среду, ω_{l1} — частоты соответствующих атомных переходов d_{l1} — матричные элементы дипольных переходов.

Ниже рассматривается распространение электромагнитного импульса через среду, состоящую из таких атомов. Длительность импульса T предполагается много меньшей всех времен релаксаций. Напряженность электрического поля E запишем в виде

$$E = |E| \exp\{i(kx - \omega_0 t + \varphi)\} + \text{к. с.}, \tag{1}$$

причем $|E|$ и φ предполагаются медленно меняющимися функциями x и t. Поляризация среды, обусловленная этим импульсом, выражается через амплитуды квазиэнергетических волновых функций b_1, b_2, b_3:

$$P = N b_1^* (b_2\, d_{21} + b_3\, d_{31})\, e^{-i(\omega_0 t - kx + \varphi)} + \text{к. с.} \tag{2}$$

Уравнение Шредингера для определения b_i запишем в матричном виде

$$i\dot{B} = HB,$$

где

$$H = \begin{pmatrix} 0 & V_2 & V_3 \\ V_2 & \varepsilon_2 & 0 \\ V_2 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix}. \tag{3}$$

Здесь введены обозначения: $\varepsilon_l = \varepsilon_0 + \partial\varphi/\partial t$, $V_l = -|Ed_{l1}|/\hbar$. Предполагается, что до взаимодействия с импульсом атомы находились в невозбужденном состоянии, т. е. $b_2(-\infty) = b_3(-\infty) = 0$, $b_1(-\infty) = 1$.

Уравнение (3) будем решать методом адиабатических возмущений, изложенным в [1]. Решение ищем в виде разложения по собственным векторам матрицы H:

$$B = \sum_l C_l \exp\left\{-i \int^t \lambda_l\, dt'\right\} A_l, \tag{4}$$

где λ_l — собственные значения H, которые обращаются в нуль при $t \to -\infty$. Коэффициенты разложения определяются до членов второго порядка малости относительно величины $(\dot{H})_{ij} / (\lambda_i - \lambda_j)^2$. После подстановки решения (4) поляризация (2) принимает вид

$$P = \frac{N}{|E|}\left(\lambda_1 a^2 - \frac{i}{2}\dot{a}^2\right), \tag{5}$$

где N — плотность атомов,

$$a^2 = \left(1 + \frac{V_2^2}{(\lambda_1 - \varepsilon_2)^2} + \frac{V_3^2}{(\lambda_1 - \varepsilon_3)^2}\right)^{-1}. \tag{6}$$

Введем следующие обозначения: $|\varepsilon_{20}\, \varepsilon_{30}| = \varepsilon_0^2$, $\mu = (\varepsilon_{30}\, d_{12}^2 + \varepsilon_{20} d_{13}^2)/\varepsilon_0 d^2$, $d_{12}^2 + d_{13}^2 = d^2$, $V_1^2 + V_2^2 = V^2$. В этих обозначениях характеристическое уравнение матрицы H принимает вид

$$\lambda\, [(\lambda - \varepsilon_2)(\lambda - \varepsilon_3) - V^2] + V^2 \varepsilon_0 \left(\mu + \frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) = 0. \tag{7}$$

Рассмотрим малые отклонения от условия компенсации дисперсии ($\mu \ll 1$). Допустим, что $(\partial\varphi/\partial t)/\varepsilon_0$—того же порядка малости, что и μ (правомерность этого предположения будет проанализирована ниже). Ограничиваясь членами первого порядка малости относительно μ, получим

$$\lambda_1 = \varepsilon_0 \frac{V^2}{V^2 + \varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \mu\right),$$

$$a^2 = (1 + q\, V^2/\varepsilon_0^2)^{-1}, \tag{8}$$

где

$$q = 1 + \frac{\varepsilon_{20} + \varepsilon_{30}}{\varepsilon_0}\left[\frac{\mu(1 - V^2/\varepsilon_0^2) - 2\dfrac{1}{\varepsilon_0}\dfrac{\partial\varphi}{\partial t}}{1 + V^2/\varepsilon_0^2}\right].$$

Подставляя поляризацию (5) в укороченное волновое уравнение и разделяя действительную и мнимую части, получаем следующую систему уравнений, описывающих распространение импульса:

$$\frac{\partial V^2}{\partial x} + \frac{1}{c}\frac{\partial V^2}{\partial t} = p\frac{\partial a^2}{\partial t},$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = -p\frac{\lambda_1 a^2}{V^2}, \tag{9}$$

где $p = 2\pi\omega_0 N d^2/\hbar c$.

Граничные условия на входе в среду (при $x = 0$) выберем в виде: $V^2(t, 0) = V_0^2(t)$, $\varphi(t, 0) = 0$. Используя выражения (8), перепишем уравнение (9) для фазы в виде

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{1}{u}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \varepsilon_0\mu\left(\frac{1}{c} - \frac{1}{u}\right), \tag{10}$$

где u определяется выражением

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{c} + \frac{p}{\varepsilon_0^2(1 + V^2/\varepsilon_0^2)^2}. \tag{11}$$

Из (10) следует, что при $\mu = 0$ (точное выполнение условия компенсации) импульс распространяется через среду без фазовой самомодуляции. Первое из уравнений (9) при этом условии выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial V^2}{\partial x} + \frac{1}{u}\frac{\partial V^2}{\partial t} = 0. \tag{12}$$

Решение последнего уравнения есть $V^2 = V_0^2(t - x/u)$, а временная производная $\partial V^2/\partial t$ равна

$$\frac{\partial V^2}{\partial t} = \frac{(V_0^2)'}{1 - 2\dfrac{px}{\varepsilon_0^2}(V_0^2)'/[\varepsilon_0^2(1 + V_0^2/\varepsilon_0^2)^3]}, \tag{13}$$

где $(V_0^2)'$—производная функции V_0^2 по своему аргументу. Так как $(V_0^2)'$ на переднем фронте импульса положительна, то существует точка (x, t), в которой знаменатель в (13) обращается в нуль, а $\partial V^2/\partial t \to \infty$ (образование ударной волны). Для заданной на входе огибающей импульса в виде $V_0 = V_m/\mathrm{ch}\,(t/T)$ величина $l = px/\varepsilon_0^2\,T$, при которой образуется ударная волна, при различных значениях параметра нелинейности $\alpha = V_m/\varepsilon_0$ приведена в таблице. Для сравнения в третьем столбце приведены аналогичные значения l для двухуровневой системы.

α^2	l	$l_{\text{двух}}$
0.1	7,88	1,31
1	2,18	0.86
10	1,73	0,65

Так, например, при длительности импульса $T \sim 50$ пс, $\varepsilon_0 \sim 10$ см$^{-1}$, $N \sim 10^{15}$ ат/см, $d^2 = 6\cdot 10^{-35}$, $\omega = 4\cdot 10^{15}$ с$^{-1}$ и нелинейности $\alpha^2 = 0{,}1$ в двухуровневой системе ударная волна образуется уже при длинах прохождения ~ 4 см ([9]), а в рассматриваемом нами случае эта длина будет ~ 24 см.

Рассмотрим теперь уравнение (10) при μ, отличном от нуля. Отметим, что ограничиваясь членами первого порядка малости относительно μ, вместо V^2 в уравнение (10) надо подставить решение $V_0^2(t - x/u)$. Переходя к новым переменным $\xi = t - x/u$, $\eta = x\,(1/c - 1/u)$, получим уравнение

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\eta} = \varepsilon_0\mu. \tag{14}$$

Следовательно, $\varphi = \mu\varepsilon_0 x\,(1/c - 1/u)$, а временная производная $\partial\varphi/\partial t$ равна

$$\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \mu\,\frac{2\,px}{\varepsilon_0^2\,(1 + V_0^2/\varepsilon_0^2)^3}\,\frac{\partial\,(V_0^2/\varepsilon_0^2)}{dt}\,. \tag{15}$$

Таким образом, на длинах прохождения, при которых импульс еще может считаться адиабатическим,

$$\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\partial\varphi}{\partial t} \sim \mu\,\frac{px}{\varepsilon_0^2\,T}\,\frac{2\,V^2/\varepsilon_0^2}{(1 + V_0^2/\varepsilon_0^2)^3} < \mu l.$$

Следовательно, при длинах прохождения, соответствующих $l \sim 1$, эффектами фазовой модуляции и самоукручением фронта можно пренебречь, если частота импульса находится вблизи точки компенсации дисперсии. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, приведенными в работах [4, 10].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Григорян Г. Г., Меликян А. О.* Квантовая электроника 13, 2507 (1986).
2. ***Grishkowsky D., Courant E., Armstrong J. A.*** Phys. Rev. Lett., 31, 422 (1973).
3. *Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Хромов В. В.* Письма в ЖЭТФ, 11, 431 (1970).
4. *Ахманов С. А.* и др. Письма в ЖЭТФ, 15, 186 (1972).
5. *Хачатрян А. М., Шахназарян Н. В.* ЖЭТФ, 67, 54 (1974).
6. *Адонц Г. Г., Кочарян Л. М., Шахназарян Н. В.* Квантовая электроника, 2, 1395 (1975).

7. *Арутюнян В. М.* и др. Изв. АН АрмССР. Физика, 12, 338. (1977).
8. *Плеханов А. И.* и др. Препринт № 231, Институт автоматики и телеметрии СО АН СССР, Новосибирск, 1984.
9. *Grigorian G., Melikian A.* Phys. Lett., A 114, 455 (1985.)
10. *Meyer Y. H.* Optics Commun., 34, 439 (1980).

ԱԴԻԱԲԱՏԻԿ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ ԵՌԱՄԱԿԱՐԴԱԿԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ՉԵԶՈՔԱՑՄԱՆ ԿԵՏԻ ՇՐՋԱԿԱՅՔՈՒՄ

Գ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԵԼԻՔՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ եռամակարդակային համակարգում ադիաբատիկ իմպուլսի տարածման դեպքում դիսպերսիայի չեզոքացման կետի շրջակայքում փուլային մոդուլյացիայի էֆեկտը դառնում է ոչ էական, սակայն ուժեղ փոփոխություն է կրում իմպուլսը պարուրող կորի ձևը։

PROPAGATION OF AN ADIABATIC PULSE THROUGH THREE-LEVEL MEDIUM IN TNE VICINITY OF DISPERSION-FREE POINT

G. G. GRIGORYAN, A. O. MELIKYAN

It is shown that when an adiabatic pulse propagates in a three-level medium in the vicinity of dispersion-free point, the phase modulation effects become negligibly small and only strong pulse reshaping occurs.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 6, 312—315 (1987).

УДК 533.951

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПРОБНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ХАРАКТЕР ИХ ЭКРАНИРОВКИ В ПЛАЗМЕ

Э. А. АКОПЯН, Г. Г. МАТЕВОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 апреля 1986 г.)

Рассмотрен потенциал взаимодействия двух медленных частиц (скорости движения заряженных частиц меньше тепловых скоростей электронов и ионов плазмы), движущихся в плазме с максвелловским распределением. Показано, что отклонение вида потенциала взаимодействия от сферически-симметричного возникает уже при малых скоростях движения заряженных частиц.

Неподвижная заряженная частица в плазме создает вокруг себя дебаевскую экранировку. Движение частицы приводит к тому, что потенциал пробного заряда мало искажается в направлении «вперед» от частицы и имеет сильно отличающийся от дебаевского и кулоновского осциллирующий вид «за частицей». На наличие такого «потенциального шлейфа» за частицей, названного некоторыми авторами «кильватерным потенциалом», а другими авторами — "wake potential", впервые указал в 1948 г. Н. Бор [1].

Рассмотрим бесконечную однородную изотропную среду, в которой движутся две заряженные частицы (дикластер) с массами m_1, m_2 и заря-