Известия НАН Армении, Физика, т.37, №1, с.26-34 (2002)

УДК 535.3

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИССИПАТИВНОЙ ДВУХУРОВНЕВОЙ СРЕДЕ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

А.Г. БАГДОЕВ[1], В.О. ЧАЛТЫКЯН[2], А.В. ШЕКОЯН[1]

[1]Институт механики НАН Армении

[2]Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 8 октября 2001 г.)

Изучено распространение пучка интенсивного электромагнитного излучения в диссипативной двухуровневой среде. Выведено нелинейное уравнение Шредингера, в котором учитывается как линейная, так и нелинейная диссипация. Получены формулы, определяющие положение фокальных точек и пятен. Результаты обобщены для задачи интерферометра.

Введение

Процессы распространения электромагнитных волн, в частности, лазерного излучения, в нелинейных средах с квантовыми свойствами интенсивно изучаются последние тридцать лет [1-10]. В работе [2] для описания распространения лазерного луча в керровской непоглощающей среде с кубической нелинейностью выведено уравнение модуляции для амплитуды электрического поля в квазиоптическом приближении. Это уравнение называют также нелинейным уравнением Шредингера. Авторами работы [3] впервые было получено уравнение для радиуса узких пучков и найдено его решение. В этом приближении можно определить расположение фокусов и фокальных пятен, условия самофокусировки и т.п.

В работах [1,6,9] получено квантово-механическое выражение для поляризации среды, которое затем используется для выведения различных модификаций уравнения модуляции (насыщение, многофотонное взаимодействие и т.д.).

Распространение излучения при наличии поглощения рассмотрено в [3], где дается приближенное решение задачи. В работах [4,7] выведено уравнение модуляции с учетом как линейного, так и нелинейного поглощения, однако эти уравнения решаются численно.

В работах [11,12] удалось вывести для упругих волн нелинейное уравнение Шредингера с комплексным коэффициентом у нелинейного члена и найти аналитическое решение для узких осесимметричных пучков.

Распространение двух нелинейных волн в недиссипативной среде рассмотрено в работах [13,14], где сделана попытка обобщить известные результаты на интерферометры и резонаторы. В статье [15] результаты [11,12] обобщены на случай слоя.

Целью настоящей работы является, модифицируя математический метод, использованный в [11,12,15], вывести из системы уравнений для поля и для матрицы плотности среды уравнение модуляции с комплексным нелинейным коэффициентом, найти аналитическое решение для пучка, исследовать влияние нелинейного поглощения на поведение пучка (образование фокусов, фокальных пятен, самофокусировка и т.д.), а также обобщить результаты на резонаторы и интерферометры.

Исходные уравнения

Распространение оптического излучения в среде исследуется, как правило, путем решения самосогласованной задачи. Обычно поле излучения описывается классически, а среда – квантово-механически. В этом случае электрическое поле волны удовлетворяет волновому уравнению, следующему из уравнений Максвелла:

$$\nabla\times\nabla\times\mathbf{E}+\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2}=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{P}}{\partial t^2}, \tag{1}$$

где поляризация среды P определяется уравнением

$$\mathbf{P}=N\mathrm{Sp}(e\mathbf{r}\mathbf{P}), \tag{2}$$

N – плотность числа атомов среды, $\bar{\rho}$ – эрмитова матрица плотности среды, удовлетворяющая уравнению

$$\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial t}=-\frac{i}{\hbar}\left[\bar{H},\bar{\rho}\right] \tag{3}$$

с гамильтонианом

$$\hat{H}=\hat{H}_0+\hat{H}_1+\hat{H}_2\,. \tag{4}$$

Здесь $\hat{H}_0$ описывает внутреннее состояние атомов среды, $\hat{H}_1$ – их взаимодействие с полем излучения, которое обычно считается дипольным: $\hat{H}_1=-dE$ (d – дипольный момент атома), а $\hat{H}_2$ обусловлен релаксационными процессами.

Предположим далее, что атомы – двухуровневые, с уровнями определенной (противоположной) четности ($d_{11}=d_{22}=0$), среда ориентационно и спектрально однородна, а поле линейно-поляризовано ($\mathbf{dE}=dE$).

Тогда выражения (1)-(4) приводят к следующей системе уравнений [1,9]:

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = -(i\omega_0 + \gamma)\rho_{21} - \frac{i}{\hbar} d_{21} E(\rho_{22} - \rho_{11}), \tag{5}$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = -\gamma_2 \rho_{22} - \frac{i}{\hbar} E(d_{12}\rho_{21} - d_{21}\rho_{12}), \tag{6}$$

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = -\gamma_1 \rho_{11} + \gamma_{21}\rho_{22} + \frac{i}{\hbar} E(d_{12}\rho_{21} - d_{21}\rho_{12}), \tag{7}$$

$$-\Delta_\perp E + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\frac{N}{c^2}\left(d_{12}\frac{\partial^2 \rho_{21}}{\partial t^2} + d_{21}\frac{\partial^2 \rho_{12}}{\partial t^2}\right), \tag{8}$$

$$\rho_{21} = \rho_{12}^*, \qquad d_{21} = d_{12}^*, \tag{9}$$

где $\Delta_\perp \equiv (\partial^2/\partial y^2) + \partial^2/\partial z^2)$, ось x – направление распространения излучения, γ, $\gamma_{1,2}$ и γ_{21} суть скорости затухания соответствующих элементов матрицы плотности ($\gamma_{1,2}$ – полные скорости распада соответствующих уровней, а γ_{21} – скорость спонтанного перехода с уровня 2 на уровень 1), ω_0 – частота атомного перехода.

Используемое приближение и вывод основного уравнения

Поскольку ρ_{21} может быть комплексной величиной, а E, ρ_{11} и ρ_{22} действительны, то решение системы уравнений (5)-(9) будем искать в следующем виде:

$$E = \frac{1}{2}\left\{E_0(r,t)e^{i(kx-\omega t)} + c.c.\right\},$$

$$\rho_{11,22} = \frac{1}{2}\left\{\rho_{1,2}(r,t)e^{2i(kx-\omega t)} + \rho_{01,02}(r,t) + c.c.\right\}, \tag{10}$$

$$\rho_{21} = \rho_0(r,t)e^{i(kx-\omega t)}.$$

В выражениях (10) E_0, $\rho_{1,2}$, ρ_0 – медленно меняющиеся, вообще говоря, комплексные амплитуды, а $\rho_{01,02}$ – неосциллирующие ("свободные") члены, которые, не теряя общности, можно для упрощения расчетов считать действительными.

Подставляя (10) в систему уравнений (5)-(9), усредняя по периоду волны (при этом быстроосциллирующие члены зануляются), получим новую систему уравнений для амплитуд и свободных членов:

$$\frac{\partial\rho_0}{\partial t}+(i\varepsilon+\gamma)\rho_0=-\frac{id}{4\hbar}\left[2E_0(\rho_{02}-\rho_{01})+E_0^*(\rho_2-\rho_1)\right], \qquad (11)$$

$$\frac{\partial\rho_{02}}{\partial t}=-\gamma_2\rho_{02}+\frac{i}{2\hbar}\left(dE_0\rho_0^*-d^*E_0^*\rho_0\right), \qquad (12)$$

$$\frac{\partial\rho_2}{\partial t}-2i\omega\rho_2=-\gamma_2\rho_2-\frac{id^*}{2\hbar}\rho_0E_0, \qquad (13)$$

$$\frac{\partial\rho_{01}}{\partial t}=-\gamma_1\rho_{01}+\gamma_{21}\rho_{02}-\frac{i}{2\hbar}\left(dE_0\rho_0^*-d^*E_0^*\rho_0\right), \qquad (14)$$

$$\frac{\partial\rho_1}{\partial t}-2i\omega\rho_1=-\gamma_1\rho_1+\gamma_{21}\rho_2+\frac{id^*}{2\hbar}\rho_0E_0, \qquad (15)$$

$$\Delta_\perp E_0+\left(\frac{\partial^2E_0}{\partial x^2}+2ik\frac{\partial E_0}{\partial x}-k^2E_0\right)-\frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial^2E_0}{\partial t^2}-2i\omega\frac{\partial E_0}{\partial t}-\omega^2E_0\right)=-\frac{N\omega^2d^*}{c^2}\rho_0, \qquad (16)$$

$$\varepsilon\equiv\omega_0-\omega.$$

Будем рассматривать импульсы, длительность которых превышает величину ε^{-1}. Поскольку амплитуды и “постоянные”, входящие в (10), мало меняются по сравнению с экспонентами, можно отбросить производные в уравнениях (11), (13) и (15) и найти ρ_0, ρ_{12} из соответствующих алгебраических уравнений. Подставляя их в уравнения (12), (14) и (16), разлагая при этом ρ_0 в ряд по $|E_0|^2$ и отбрасывая члены порядка $|E_0|^4$ и выше, получим следующую замкнутую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial\rho_{01}}{\partial t}=-\gamma_1\rho_{01}+\gamma_{21}\rho_{02}-i\gamma|d|^2\frac{|E_0|^2(\rho_{02}-\rho_{01})}{2\hbar^2(\varepsilon^2+\gamma^2)},\\
&\frac{\partial\rho_{02}}{\partial t}=-\gamma_2\rho_{02}+i\gamma|d|^2\frac{|E_0|^2(\rho_{02}-\rho_{01})}{2\hbar^2(\varepsilon^2+\gamma^2)},\\
&-\Delta_\perp E_0-\left(\frac{\partial^2E_0}{\partial x^2}+2ik\frac{\partial E_0}{\partial x}-k^2E_0\right)+\\
&+\frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial^2E_0}{\partial t^2}-2i\omega\frac{\partial E_0}{\partial t}-\omega^2E_0\right)=\frac{\sigma N\omega}{c\gamma}(\rho_{01}-\rho_{02})(\varepsilon+i\gamma)\left(1-\varsigma|E_0|^2\right)E_0,
\end{aligned} \qquad (17)$$

где σ – резонансное сечение поглощения

$$\sigma=|d|^2\omega\gamma\left[2\hbar c(\varepsilon^2+\gamma^2)\right]^{-1},$$

$$\varsigma=|d|^2\left(\omega+i\frac{\Gamma}{4}\right)\left[8\hbar(i\gamma-\varepsilon)\left(i\frac{\gamma_1}{2}+\omega\right)\left(i\frac{\gamma_2}{2}+\omega\right)\right]^{-1},$$

а величина $\Gamma=\gamma_1+\gamma_2-\gamma_{21}$ есть суммарная скорость распада “вбок” обоих уровней.

Будем рассматривать распространение импульсов, длительность которых удовлетворяет условию $\varepsilon^{-1} << t << \gamma^{-1}_{1,2,21}$. Во многих оптических экспериментах, где расстройки резонанса могут быть порядка 10^{10}–10^{11} с$^{-1}$, а времена релаксации изучаемых сред – порядка 10^{8}–10^{9} с$^{-1}$, приведенному условию удовлетворяют наносекундные импульсы. В этом приближении можно считать разность населенностей в последнем уравнении (17) постоянной. Тогда для функции $\psi(x,y,z)$, определяемой соотношением

$$E_0 = \psi(x,y,z)\exp\left[-\frac{\sigma N}{2}(\rho_{01}-\rho_{02})x\right], \tag{18}$$

получим из этого уравнения в квазиоптическом приближении

$$\Delta_\perp\psi + 2ik\frac{\partial\psi}{\partial x} + \frac{\sigma N\varepsilon\omega}{c\gamma}(\rho_{01}-\rho_{02})\psi = -(\varsigma_1 + i\varsigma_2)|\psi|^2\psi, \tag{19}$$

где

$$\varsigma_1 = T_1\operatorname{Re}T_2, \qquad \varsigma_2 = T_1\operatorname{Im}T_2, \qquad T_1 = \exp[-\sigma N(\rho_{01}-\rho_{02})x],$$

$$T_2 = \sigma N\varsigma\frac{\omega}{c}(\rho_{01}-\rho_{02})\left(i+\frac{\varepsilon}{\gamma}\right).$$

Уравнения для двух волн, распространяющихся в обратных направлениях (задача интерферометра)

Пусть теперь излучение находится между двумя зеркалами, т.е. имеются две волны, бегущие в противоположных направлениях. Решение уравнений (5)-(8) будем искать в виде суммы двух слагаемых, одно из которых соответствует волне, распространяющейся вправо, другое – влево. Тогда, аналогично (10),

$$E = E_1 + E_2 = \frac{1}{2}\left[E_{01}e^{ip} + E_{02}e^{iq} + c.c.\right],$$

$$\rho_{11,22} = \rho^I_{11,22} + \rho^{II}_{11,22} = \frac{1}{2}\left[\rho^I_{1,2}e^{2ip} + \rho^{II}_{1,2}e^{2iq} + \rho^I_{01,02} + \rho^{II}_{01,02} + c.c.\right], \tag{20}$$

$$\rho_{21} = \rho^I_{21} + \rho^{II}_{21} = \rho^I_0 e^{ip} + \rho^{II}_0 e^{iq},$$

где

$$\frac{\partial p}{\partial x} = k, \qquad \frac{\partial q}{\partial x} = -k, \qquad \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial t} = -\omega.$$

Предполагается, как и выше, что $\rho^{I,II}_{01,02}$ вещественны.

Подставляя (20) в систему уравнений (5)-(8), усредняя и учитывая, что

$$\int_0^{2\pi} e^{inp}\,dp = 0, \qquad \int_0^{2\pi} e^{inq}\,dq = 0, \qquad (n = 1,2,3,\ldots),$$

легко видеть, что уравнения для всех величин, кроме $\rho^{I,II}_{01,02}$, расцепляются. Для них получим две несвязанные системы уравнений типа (11), (13), (15) и (16), одну – для E_1, $\rho^{I}_{0,1,2,21}$, другую – для E_2, $\rho^{II}_{0,1,2,21}$. При этом уравнения для $\rho^{I,II}_{01,02}$ имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho^{I,II}_{01}}{\partial t} = -\gamma_1 \rho^{I,II}_{01} + \gamma_{21}\rho^{I,II}_{02} - \frac{i}{2\hbar}\left(d_{21}E_{01}\rho^{I*}_0 - d_{12}E^{*}_{01}\rho^{I}_0 + d_{21}E_{02}\rho^{II*}_0 - d_{12}E^{*}_{02}\rho^{II}_0\right), \qquad (21)$$

$$\frac{\partial \rho^{I,II}_{02}}{\partial t} = -\gamma_2 \rho^{I,II}_{02} + \frac{i}{2\hbar}\left(d_{21}E_{01}\rho^{I*}_0 - d_{12}E^{*}_{01}\rho^{I}_0 + d_{21}E_{02}\rho^{II*}_0 - d_{12}E^{*}_{02}\rho^{II}_0\right). \qquad (22)$$

Делая те же приближения, что и в предыдущем параграфе, можно получить связанную систему уравнений для $\rho^{I,II}_{01,02}$ и уравнения типа (17), в которых E_0 заменяется на E_{01} либо E_{02}, а разность $\rho_{01} - \rho_{02}$ – на $\rho^{I,II}_{01} - \rho^{I,II}_{02}$, после чего, считая, как и выше, последние выражения постоянными, можно получить расцепленные уравнения для E_{01} и E_{02}, каждое из которых принимает вид (17) и (19) с вышеуказанными заменами. Таким образом, волны, распространяющиеся навстречу друг другу, в данном приближении не взаимодействуют; связь между ними осуществляется посредством условий на зеркалах.

Решение для узких осесимметричных пучков

Переходя в уравнении (19) к цилиндрическим координатам, будем искать его решение в виде, принятом в теории узких аксиальных пучков:

$$\psi = \frac{a_0}{f(x)}\exp\left\{-\frac{r^2}{r_0^2 f^2(x)} + i\left[\sigma_1(x) + \frac{r^2}{2R(x)}\right]\right\}, \qquad (23)$$

где a_0 и r_0 – амплитуда и радиус пучка при $x = 0$, $f(x)$ – безразмерный радиус пучка, $R(x)$ – радиус кривизны фронта волны, $\sigma_1(x)$ – набег фазы на оси пучка, r – радиальная координата.

Подставляя (23) в уравнение (19) и проделав обычные в теории узких пучков расчеты (см., например, [10,11]), можно получить уравнения для функций $f(x)$, $\sigma_1(x)$ и $R(x)$. При этом уравнения для f и R имеют вид (см. также [7,8])

$$\frac{d^2 f}{dx^2} = \frac{M}{f^3} + \frac{\sigma N a_0^2(\rho_{01} - \rho_{02})}{kf}\varsigma_2, \qquad (24)$$

$$R(x)=\left[k\frac{df}{fdx}+\frac{a_0^2}{2f^2}\varsigma\right]^{-1},\tag{25}$$

$$M=\frac{4}{k^2r_0^4}+\frac{4a_0^2}{k^2r_0^2}\varsigma_1-\frac{a_0^4}{k^2}\varsigma_2^2.\tag{26}$$

Уравнения (23)-(26) описывают поведение пучка при учете нелинейной диссипации в среде. В случае $\varsigma_2=0$ они переходят в известные уравнения недиссипативной нелинейной оптики (см., например, [3]). Известно [3], что на поведение пучка существенно влияет знак величины M. Как видно из (26), даже в том случае, когда нелинейность, связанная с ς_1, соответствует дефокусировке ($M>0$), наличие слагаемого с ς_2 приводит при достаточно больших амплитудах к самофокусировке ($M<0$). Рассмотрим более подробно условия образования фокусов и фокальных пятен.

В выражении (26) первое слагаемое описывает дифракцию, второе – нелинейное прохождение, а третье – нелинейное поглощение.

В случае слабой ($\sigma N(\rho_{01}-\rho_{02})x<<1$) либо сильной ($\sigma N(\rho_{01}-\rho_{02})x>>1$) диссипации экспоненты в коэффициентах $\varsigma_{1,2}$ можно считать близкими к единице или к нулю соответственно. В первом случае коэффициенты в (24) можно считать постоянными. Тогда при наличии лишь одного зеркала граничные условия можно задать следующим образом:

$$f=1,\qquad R^{-1}(0)=R_0^{-1},\qquad f_0'=\frac{df(0)}{dx}=\frac{1}{k}\left(\frac{1}{R_0}-\frac{1}{2}a_0^2\varsigma_2\right).\tag{27}$$

При выводе условия (27) использовано соотношение (25). Считая величину $k\sigma(\rho_{01}-\rho_{02})\varsigma_2$ малой, пренебрежем вторым слагаемым в правой части (24) и запишем решение (24) в виде

$$f^2=\frac{M}{C}+C\left(x+\frac{f_0'}{C}\right)^2,\qquad C=M+f_0'^2.\tag{28}$$

Пусть $R_0<0$ (вогнутое зеркало) и $f_0'<0$. Тогда при $M>0$ из (28) следует, что минимальный диаметр пучка (фокальное пятно) будет наблюдаться в точке

$$x_{fs}=-f_0'/C.\tag{29}$$

Отметим, что уравнение (24) можно решить, сохраняя оба слагаемых в правой части, но считая коэффициенты не зависящими от x. Тогда первый интеграл уравнения имеет вид [9,10]

$$\frac{1}{2}\left[\left(\frac{df}{dx}\right)^2-f_0'^2\right]=-\frac{M}{2f^2}+\frac{M}{2}+\frac{\sigma N a_0^2}{k}(\rho_{01}-\rho_{02})\ln f.\tag{30}$$

Учитывая, что в фокальном пятне функция f имеет экстремум, можно получить из (30) уравнение для f_{fs}. Итерируя при малых $k\sigma(\rho_{01}-\rho_{02})\varsigma_2$, получим [10,11]

$$f_{fs} \cong f_{0fs}\left[1-\frac{2}{k}\sigma N a_0 f_{ofs}^2(\rho_{01}-\rho_{02})\varsigma_2 \ln f_{0fs}\right]^{-1/2}, \quad f_{ofs}^{-2} = M^{-1}f_0'^2+1. \quad (31)$$

Величина f_{0fs} является решением уравнения (24), в котором отброшен член, содержащий f^{-1}. Из (28) видно, что при $M<0$ имеется фокус, т.е.

$$f(x_f)=0, \qquad x_f=\frac{\sqrt{-M}}{|C|}-\frac{f_0'}{C}>0. \quad (32)$$

В случае двух зеркал граничные условия имеют вид

$$x=\mp l, \qquad f_{1,2}'(0)=\frac{1}{k}\left[\frac{1}{R_{1,2}(0)}-\frac{1}{2}\varsigma_2 a_{01,02}\right], \quad (33)$$

а решение, аналогично (28), запишется как

$$f_{1,2}^2=\frac{M}{C}+C\left[l\pm x+\frac{f_{1,2}'(0)}{C}\right]^2. \quad (34)$$

При этом формулы (29) и (32) остаются в силе, только перед x_{fs} и x_f следует писать знаки плюс или минус соответственно для прямого и обратного пучков с добавлением длины l.

При $M<0$ формулы (32) и (33) справедливы до первого фокуса; за этим фокусом решение имеет вид

$$f_{1,2}^2=\frac{M}{C}+C\left(\pm x\mp x_f+\frac{\sqrt{-M}}{C}\right)^2,$$

а уравнение $\pm x\mp x_f=-2\sqrt{-M}/C$ определяет координаты второго фокуса.

Таким образом, в работе изучено влияние нелинейной диссипации на поведение светового пучка при распространении в нелинейной среде. Показано, в частности, что такое поглощение может существенно менять условия самофокусировки, приводя к тому, что фокусирующая среда будет дефокусирующей и наоборот.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.Л.Микаелян, М.Л.Тер-Микаелян, Ю.Г.Турков.** Оптические генераторы на твердом теле. М., Сов. радио, 1967.
2. **P.L.Kelly.** Phys.Rev.Lett., **15**, 1005 (1965).
3. **С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов.** УФН, **93**, 19 (1967).
4. **А.Л.Дышко, В.Н.Луговой, А.М.Прохоров.** ЖЭТФ, **61**, 2305(1971).
5. **S.L.McCall** and **E.L.Hahn**. Phys. Rev., **183**, 457 (1969).

6. **В.М.Арутюнян, Г.Г.Адонц, Д.Г.Акопян, К.В.Арутюнян**, в сб. Резонансное взаимодействие электромагнитного излучения с веществом. Ереван, ЕГУ, 1985, с.23.
7. **В.Н.Луговой, А.М.Прохоров.** УФН, **111**, 203 (1973).
8. **Г.А.Аскарьян.** УФН, **111**, 249 (1973).
9. **В.С.Бутылкин, А.Е.Каплан, Ю.Г.Хронопуло, Е.И.Якубович.** Резонансное взаимодействие света с веществом. М., Наука, 1977.
10. **Д.А.Кирсанов, Н.Н.Розанов.** Опт. и спектроск., **87**, 423 (1989).
11. **А.Г.Багдоев, А.В.Шекоян**, в сб. Волны и дифракция. М., Наука, 1981, с.317.
12. **A.G.Bagdoev** and **A.V.Shekoyan**. Phys. Stat. Solidi (a), **89**, 499 (1985).
13. **А.Г.Багдоев.** Распространение волн в сплошных средах. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1981.
14. **J.H.Marburger** and **F.S.Felber**. Phys. Rev. A, **17**, 335 (1978).
15. **A.G.Bagdoev** and **A.V.Shekoyan**. Int. J. Nonlinear Mech., **32**, 385 (1997).
16. **С.А.Ахманов, Д.П.Криндич, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов.** Письма в ЖЭТФ, **6**, 509 (1967).
17. **G.H.Melkumian** and **A.V.Shekoyan**. Phys. Stat. Solidi (a), **48**, 23 (1978).

ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ ԿԼԱՆՈՂ ԵՐԿՄԱԿԱՐԴԱԿ ՔԱՌԱԿՈՒՍԱՅԻՆ ՈՉ ԳԾԱՅՆՈՒԹՅԱՄԲ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ա.Գ. ԲԱԳԴՈԵՎ, Վ.Հ. ՉԱԼՏԻԿՅԱՆ, Ա.Վ. ՇԵԿՈՅԱՆ

Ուսումնասիրված է ինտենսիվ էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածումը կլանող, երկմակարդակ միջավայրում: Արտածված է ոչ գծային Շրեդինգերի հավասարումը գծային և ոչ գծային կլանման հաշվառումով: Ստացված են բանաձևեր ֆոկուսի և ֆոկուսային հետքի համար: Ստացված արդյունքները ընդհանրացված են ինտերֆերոմետրի համար:

PROPAGATION OF RADIATION IN DISSIPATIVE TWO-LEVEL QUADRATICALLY NONLINEAR MEDIUM

A.G. BAGDOEV, V.O. CHALTYKYAN, A.V. SHEKOYAN

Propagation of strong electromagnetic wave beam in dissipative two-level media is investigated. The nonlinear Schrödinger equation is derived where either linear or nonlinear dissipation is taken into account. Formulas determining positions of focusses and focal spots are obtained. The results are generalized for the problem of interferometer.