

РЕЗОНАНСНО-ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ОПТИЧЕСКОГО
ВЫПРЯМЛЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ ВЫСШИХ ГАРМОНИК

© 2009 г. С. В. Сазонов*, Н. В. Устинов**

*Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

E-mail: sazonov.serger@gmail.com

**Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

E-mail: n_ustinov@mail.ru

Поступила в редакцию 01.09.2008 г.

Теоретически изучена генерация нулевой и высших гармоник в спектре лазерного импульса, распространяющегося через среду, содержащую квантовые частицы, у которых отличен от нуля постоянный дипольный момент резонансного перехода. Рассмотрение проведено в рамках приближения медленно меняющихся огибающих, модифицированного на случай среды с ненулевым постоянным дипольным моментом. Показано, что данная модификация требует учета в уравнениях “антирезонансных” слагаемых, в частности сдвига Блоха–Зигерта. Выявлены условия эффективно-го оптического выпрямления и возбуждения второй гармоники при подаче на вход среды квазимонохроматического сигнала.

PACS: 42.50.Md; 42.65.Tg; 42.81.Dp

ВВЕДЕНИЕ

Исследование взаимодействия электромагнитных импульсов со средами, содержащими несимметричные квантовые объекты (НКО), вызывает большой интерес в последние годы [1–10]. В качестве таких объектов могут выступать квантовые ямы, проволоки, точки [11] или полярные молекулы. Из-за нарушения четности стационарных состояний диагональные элементы оператора дипольного момента НКО и разность двух диагональных элементов, называемая постоянным дипольным моментом (ПДМ) перехода, отличны от нуля. Поле импульса, распространяющегося в среде с НКО, не только возбуждает квантовые переходы, но также сдвигает пропорционально ПДМ их частоту за счет линейного эффекта Штарка. По этой причине среды, содержащие НКО, часто называют штарковскими средами [2].

Динамика однокомпонентных электромагнитных импульсов в двухуровневой штарковской среде изучалась в работах [1, 2, 5, 6]. Так, в [2] была обнаружена обусловленная ПДМ асимметрия по полярности стационарных предельно коротких импульсов, формирующихся в такой среде. Численно эффекты прохождения однокомпонентных импульсов через штарковскую среду исследовались в работе [5]. Было показано, что существуют так называемые ненулевые бризеры, представляющие собой устойчивые биполярные нестационарные сигналы, площадь которых не равна нулю. Это свойство принципиально отличает их от бризеров в изотропном случае, когда от-

сутствует линейный эффект Штарка. Теоретическое рассмотрение роли ПДМ в формировании однокомпонентных импульсов было проведено в [6]. В частности, было получено выражение для ненулевого бризера и установлена асимметрия его по полярности.

Спектр ненулевого бризера содержит не только нечетные гармоники основной несущей частоты, но также четные гармоники. Появление последних обусловлено именно штарковским сдвигом частоты перехода. Если импульс эффективно оказывается в резонансе с НКО, то вклад нулевой и второй гармоник в спектр является существенным [6, 12]. Здесь напрашивается аналогия с возбуждением осциллятора в режиме параметрического резонанса, при котором порождаются колебания на кратных гармониках и субгармониках [13]. Именно по этой причине данный механизм оптического выпрямления и генерации гармоник мы называем резонансно-параметрическим.

Следует отметить, что приближение медленно меняющихся огибающих (ММО) [14–16], традиционное для нелинейной оптики квазимонохроматических импульсов, не применялось в упомянутых выше работах [1, 2, 5, 6]. Трудности в использовании этого приближения в случае штарковской среды связаны не только с появлением дополнительных гармоник, но и с необходимостью учета в уравнениях “антирезонансных” слагаемых [14], что требует рассмотрения следующего порядка по теории возмущений. Однако закономерности, обнаруженные в [6, 12], делают задачу развития приближения ММО, которое бы-

ло бы пригодно для штарковской среды, заслуживающей внимания.

В настоящей статье исследуются особенности нелинейной динамики однокомпонентных импульсов, имеющих высокочастотное заполнение, в штарковской среде на основе приближения ММО. Мы считаем, что основная несущая частота импульса близка к резонансной и лежит в оптическом диапазоне. В отличие от изотропного (нештарковского) случая поле импульса содержит здесь не только нечетные гармоники основной частоты, но также четные гармоники, поскольку сдвиг частоты перехода создает условия для резонансно-параметрического менаризма их генерации. Основной целью является выяснение роли ПДМ при возбуждении нулевой и второй гармоник оптических импульсов. Первая из них соответствует оптическому выпрямлению – генерации электромагнитного импульса без несущей частоты (видеоимпульса). Важным обстоятельством является то, что спектр формирующегося в штарковской среде видеоимпульса может захватывать терагерцовый диапазон частот. В настоящее время данный диапазон находит применения в системах безопасности, обработки изображений и многих других областях.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим оптически одноосную штарковскую среду, содержащую аксиально симметричные квантовые частицы. Будем считать, что оптическая ось z совпадает с осью симметрии частиц, а анизотропия среды создана электрическим полем, которое расщепляет уровни энергии, снимая вырождение по проекции M_z полного углового момента. При этом образуются π -переход ($\Delta M_z = 0$) и σ -переходы ($\Delta M_z = \pm 1$), разрешенные согласно электродипольным правилам отбора.

Пусть плоский электромагнитный импульс распространяется в положительном направлении оси y перпендикулярно оптической оси. Будем считать, что на входе в среду у импульса отлична от нуля необыкновенная компонента E_e электрического поля. В этом случае поле импульса возбуждает только π -переход, а обыкновенная компонента порождаться не будет. Таким образом, исследование взаимодействия импульса со штарковской средой можно провести в рамках скалярной двухуровневой модели.

Применим к данной задаче полуклассический подход. В соответствии с ним эволюция двухуровневых НКО подчиняется квантово-механическому уравнению на матрицу плотности $\hat{\rho}$

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}_0 - \hat{d}_z E_e, \hat{\rho}], \quad (1)$$

а поле электромагнитного импульса – неоднородному волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 E_e}{\partial y^2} - \frac{n_e^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_e}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}. \quad (2)$$

Здесь $\hat{H}_0 = \text{diag}(0, \hbar\omega_0)$ – гамильтониан НКО в отсутствие внешнего поля, ω_0 – частота π -перехода, $\hbar$ – постоянная Планка, $\hat{d}_z$ – матрица оператора проекции дипольного момента НКО на оптическую ось, n_e – необыкновенный показатель преломления среды c – скорость света в вакууме, P – поляризация, создаваемая НКО,

$$P = N \text{Tr}(\hat{d}_z \hat{\rho}), \quad (3)$$

N – плотность НКО. Матрицу $\hat{d}_z$ возьмем в виде

$$\hat{d}_z = \begin{pmatrix} D & d \\ d & 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где d – приведенный дипольный момент π -перехода, D – его ПДМ.

В уравнениях (1) и (2) мы пренебрегли релаксационными процессами и неоднородным уширением спектральной линии, считая, что длительность импульса значительно короче соответствующих характерных времен. Стационарные решения системы (1)–(4) были изучены в [2].

Из (1) и (4) видно, что электромагнитный импульс выполняет две функции: возбуждает НКО и сдвигает пропорционально ПДМ частоту перехода. Как следует из работ [6, 12], спектр формирующихся в штарковской среде импульсов, основная несущая частота которых близка к резонансной, содержит нечетные и четные гармоники, причем вклад побочных гармоник в спектр существен. Таким образом, сдвиг частоты создает условия для резонансно-параметрического механизма генерации четных гармоник. Здесь в отличие от [6, 12] мы будем использовать приближение ММО и сосредоточим основное внимание на нулевой и второй гармониках.

В соответствии со сказанным выше представим поле импульса и элементы матрицы плотности в виде

$$\begin{aligned} E_e &= E_1 \exp(i\varphi) + E_0 + E_2 \exp(2i\varphi) + \\ &\quad + E_3 \exp(3i\varphi) + \text{к.с.}, \\ \rho_{12} &= \sigma_1 \exp(i\varphi) + \sigma_0 + \sigma_2 \exp(2i\varphi) + \\ &\quad + \sigma_3 \exp(3i\varphi) + \sigma_{-1} \exp(-i\varphi), \\ \rho_{11} &= 1 - \rho_{22} = \frac{1}{2} - W_0 - W_1 \exp(i\varphi) - \\ &\quad - W_2 \exp(2i\varphi) + \text{к.с.}, \end{aligned} \quad (5)$$

где E_j , σ_j и W_j – огибающие j -й гармоники, $\varphi = \omega(t - n_e y/c)$, ω – основная несущая частота импульса. В данных разложениях по гармоникам содержатся основные гармоники E_1 , σ_1 , W_0 и побочные гармоники до второго порядка включительно. Отметим, что основная гармоника u поля импульса и недиагонального элемента матрицы плотности соответствует частоте ω , а u населенностей уровней – нулевой частоте.

Будем считать, что отстройка $\Delta = \omega_0 - \omega$ основной несущей частоты электромагнитного импульса от резонанса мала ($|\Delta| \ll \omega_0$) и выполняются обычные в рамках приближения ММО неравенства

$$\left| \frac{\partial E_j}{\partial t} \right| \ll \omega |E_j|, \quad \left| \frac{\partial E_j}{\partial y} \right| \ll \frac{\omega}{c} |E_j|$$

вместе с соответствующими неравенствами для огибающих σ_j и W_j . Кроме того, параметр ε , равный отношению энергии взаимодействия НКО с полем импульса к энергии резонансного фотона, $\varepsilon = |dE_e|/\hbar\omega_0$, будем считать много меньшим единицы. Подставив (5) в (1), (2) и воспользовавшись наложенными условиями, после усреднения по времени получим следующие уравнения:

$$\frac{\partial W_0}{\partial t} = i \frac{d}{\hbar} (E_1^* \sigma_1 - E_1 \sigma_1^*), \quad (6)$$

$$\frac{\partial \sigma_1}{\partial t} = i \left(\Delta + \frac{d^2}{\hbar^2 \omega_0} |E_1|^2 + \frac{D}{\hbar} E_0 \right) \sigma_0 + 2i \frac{d}{\hbar} E_1 W_0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{c}{n_e} \frac{\partial E_1}{\partial y} = -2\pi i \frac{Nd\omega_0}{n_e^2} (\sigma_1 - \sigma_{-1}^*), \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial t} + \frac{c}{n_e} \frac{\partial E_2}{\partial y} = -2\pi i \frac{Nd\omega_0}{n_e^2} \sigma_2, \quad (9)$$

$$\frac{\partial E_3}{\partial t} + \frac{c}{n_e} \frac{\partial E_3}{\partial y} = -2\pi i \frac{Nd\omega_0}{n_e^2} \sigma_3, \quad (10)$$

вместе с выражениями для огибающих гармоник

$$\begin{cases} \sigma_0 = -\frac{D}{\hbar\omega_0} E_1^* \sigma_1, \\ \sigma_2 = \frac{D}{\hbar\omega_0} E_1 \sigma_1, \\ W_1 = \frac{d}{\hbar\omega_0} (E_0 \sigma_1 - E_2 \sigma_1^*) + \frac{Dd}{\hbar^2 \omega_0^2} E_1^2 \sigma_1^*, \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} \sigma_{-1} = -\frac{d}{\hbar\omega_0} E_1^* W_0, \\ W_2 = \frac{d}{2\hbar\omega_0} E_1 \sigma_1, \\ \sigma_3 = \frac{d^2 + D^2}{2\hbar^2 \omega_0^2} E_1^2 \sigma_1 + \frac{D}{2\hbar\omega_0} E_2 \sigma_1. \end{cases} \quad (12)$$

При этом уравнение для поля E_0 видеоимпульса имеет вид

$$\frac{\partial^2 E_0}{\partial y^2} - \frac{n_e^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2} = -\frac{4\pi ND}{c^2} \frac{\partial^2 W_0}{\partial t^2}. \quad (13)$$

Из соотношений (9), (11) и (13) следует, что огибающие E_0 , E_2 , σ_0 , σ_2 и W_1 присутствуют только в случае штарковской среды. Эволюция основных гармоник подчиняется уравнениям (6)–(8). Вторые слагаемые в выражениях в круглых скобках уравнений (7), (8) соответствуют более высокому порядку малости по параметру ε и учитывают влияние “антирезонансных” гармоник. Первое из этих слагаемых описывает сдвиг Блоха–Зигерта [14, 17] и может быть сравнимо со штарковским сдвигом частоты $DE_0/\hbar$.

Введем новые зависимые переменные

$$\tilde{E}_1 = E_1 \exp(-i\theta), \quad \tilde{\sigma}_1 = \sigma_1 \exp(-i\theta), \quad (14)$$

где

$$\theta = \frac{d^2}{\hbar^2 \omega_0} \int_{t_0}^t |E_1|^2 dt'. \quad (15)$$

Используя (6), (8) и выражение для σ_{-1} в (12), получим

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{c}{n_e} \frac{\partial}{\partial y} \right) |E_1|^2 = -2\pi \frac{N\hbar\omega_0}{n_e^2} \frac{\partial W_0}{\partial t}.$$

Отсюда и из (6)–(8) находим

$$\frac{\partial W_0}{\partial t} = i \frac{d}{\hbar} (\tilde{E}_1^* \tilde{\sigma}_1 - \tilde{E}_1 \tilde{\sigma}_1^*), \quad (16)$$

$$\frac{\partial \tilde{\sigma}_1}{\partial t} = i \left(\Delta + \frac{D}{\hbar} E_0 \right) \tilde{\sigma}_1 + 2i \frac{d}{\hbar} \tilde{E}_1 W_0, \quad (17)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_1}{\partial t} + \frac{c}{n_e} \frac{\partial \tilde{E}_1}{\partial y} = -2\pi i \frac{Nd\omega_0}{n_e^2} \tilde{\sigma}_1. \quad (18)$$

Данные уравнения не содержат “антирезонансные” слагаемые, т.е. сдвиг Блоха–Зигерта полностью компенсировал дополнительное слагаемое в уравнении (8). Таким образом, вклад “антирезонансных” гармоник в динамику основных гармоник в самосогласованной задаче, где учтено обратное влияние НКО на поле распространяю-

щегося через среду импульса, сводится к фазовой модуляции. Как видно из (14), ее величина равна $\partial\theta/\partial t$.

Уравнение (16)–(18), (13) описывают взаимодействие однокомпонентных импульсов с двухуровневой штарковской средой в рамках приближения ММО. Если штарковский сдвиг частоты отсутствует ($D = 0$), то они совпадают с хорошо известными в нелинейной оптике уравнениями самоиндуцированной прозрачности (СИП) [18, 19]. Уравнения, отличающиеся только обозначениями от полученной системы, были рассмотрены в [3, 4] при изучении распространения в штарковской среде двухкомпонентных электромагнитных импульсов, состоящих из коротковолновой обыкновенной и длинноволновой необыкновенной компонент. Функции компонент поля при этом строго различались: обыкновенная составляющая возбуждала переходы, а сдвиг их частоты был вызван необыкновенной составляющей. Здесь же обе эти функции выполняет единственная (необыкновенная) компонента поля импульса.

ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК

Выразим огибающую σ_1 из уравнения (8) и подставим ее в определение σ_2 в (11). Как и при выводе соотношений (11), пренебрежем слагаемым более высокого порядка малости по ϵ . Подстановка полученного выражения для σ_2 в (9) и интегрирование возникшего при этом уравнения дают

$$E_2 = \frac{D}{2\hbar\omega_0} E_1^2 + f, \quad (19)$$

где $f = f(t - n_e y/c)$ – функция, определяемая условиями на входе импульса в среду.

Перейдем теперь к рассмотрению нулевой гармоники (видеоимпульса). Будем считать, что плотность НКО мала, и применим к (13) приближение однонаправленного распространения (ОР) [20, 21]. В результате получим следующее уравнение для поля E_0 :

$$\frac{\partial E_0}{\partial t} + \frac{c}{n_e} \frac{\partial E_0}{\partial y} = 2\pi \frac{ND}{n_e^2} \frac{\partial W_0}{\partial t}. \quad (20)$$

Вопрос о возможности применения приближения ОР к уравнению (13) будет обсужден ниже. Отметим, что уравнения, следующие из исходной системы (1)–(3) в приближении ОР, исследовались в работах [1, 5, 6].

Выведенные уравнения (16)–(18), (20) эквивалентны системе синхронизма длинных и коротких волн (СДКВ), подробно изученной в [3, 4]. Таким образом, система СДКВ описывает распространение в штарковской среде не только двухкомпонентных импульсов, составляющие ко-

торых выполняют различные функции, но также однокомпонентных импульсов. Так как данная система возникает в двух предельных случаях, то она, возможно, является универсальной. Заметим, что подобная уравнениям, рассмотренным в [1, 5, 6], система СДКВ принадлежит к классу уравнений, интегрируемых методом обратной задачи рассеяния [22, 23].

Используя (16), (18) и учитывая (14), находим решение уравнения (20)

$$E_0 = -\frac{D}{\hbar\omega_0} |E_1|^2 + \tilde{f}, \quad (21)$$

где функция $\tilde{f} = \tilde{f}(t - n_e y/c)$ определяется начальными условиями.

Если импульс распространяется через штарковскую среду в установившемся режиме, то в выражениях (19) и (21) надо считать $f = \tilde{f} = 0$, поскольку скорость такого импульса меньше скорости необыкновенной волны c/n_e . Далее мы полагаем функции f и $\tilde{f}$ равными нулю. Установившийся режим имеем место, например, в солитонном случае, который будет исследован в этом разделе.

Как было обнаружено в [6], асимметрия ненулевого близера проявляется в том, что знаки его временной площади и ПДМ квантового перехода противоположны. Эта асимметрия также имеет место при использовании приближения ММО: в установившемся режиме знак нулевой гармоники (21) противоположен знаку ПДМ.

Равенства (19) и (21) показывают, что у однокомпонентных импульсов, распространяющихся через штарковскую среду в установившемся режиме, амплитуда нулевой гармоники в два раза превосходит амплитуду второй гармоники. Это согласуется с результатами, полученными в работах [6, 12] без использования приближения ММО.

Из (21) и (7) следует, что штарковский сдвиг частоты перехода равен $-D^2|E_1|^2/\hbar^2\omega_0$. Как и сдвиг Блоха–Зигерта, он квадратичен по абсолютной величине основной гармоники. По этой причине в уравнениях (6)–(8) необходимо учитывать “антирезонансные” слагаемые. Согласно отмеченной выше асимметрии, знак штарковского сдвига таков, что частота квантового перехода динамически понижается при прохождении импульса.

Действуя как при выводе соотношения (19), из уравнения (10) получим выражение для огибающей третьей гармоники поля импульса

$$E_3 = \frac{2d^2 + 3D^2}{12\hbar^2\omega_0^2} E_1^3.$$

Из него следует, что ПДМ перехода также усиливает генерацию этой гармоники.

Подставив выражения (19), (21) в (11), видим, что огибающая W_1 имеет второй порядок малости по параметру ϵ , в то время как W_2 в (12) – первого порядка. В таких условиях переменная W_0 с хорошей точностью описывает инверсию населенности уровней НКО.

Сведя солитонное решение системы СДКВ, найденное в [4], к решению уравнений (16)–(18), (20), имеем для $\tilde{E}_1$ и огибающей основной гармоники инверсии населенности выражения

$$\tilde{E}_1 = \frac{\hbar \sqrt{M}}{d\tau_p} \exp(i\Phi), \quad (22)$$

$$W_0 = W_\infty \left(1 - \frac{2M}{1 + \alpha^2}\right). \quad (23)$$

Здесь τ_p и W_∞ – постоянные, физический смысл которых будет выяснен ниже,

$$M = \frac{2g}{g - \alpha + \sqrt{1 + (g - \alpha)^2} \operatorname{ch}(2\zeta)},$$

$$\Phi = 4\pi \frac{Nd^2 \omega_0 \alpha \tau_p W_\infty}{n_e \hbar c} y - \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{th} \zeta}{s},$$

$$\alpha = \Delta \tau_p, \quad g = 2\omega_0 \tau_p \frac{d^2}{D^2}, \quad (24)$$

$$\zeta = \frac{t}{\tau_p} - \frac{y}{v_g \tau_p},$$

$$s = g - \alpha + \sqrt{1 + (g - \alpha)^2}.$$

Групповая v_g и фазовая v_{ph} скорости импульса определяются равенствами

$$v_g = \frac{c}{n_e} \left(1 - \mu \frac{\omega_0^2 \tau_p^2 W_\infty}{1 + \alpha^2}\right)^{-1},$$

$$v_{ph} = \frac{c}{n_e} \left(1 - \mu \alpha \frac{\omega_0 \tau_p W_\infty}{1 + \alpha^2}\right)^{-1},$$

где

$$\mu = \frac{4\pi Nd^2}{n_e^2 \hbar \omega_0}.$$

Из (23), (11), (12) и (5) следует, что W_∞ имеет смысл инверсии населенности уровней НКО до прохождения импульса и, следовательно, должна удовлетворять ограничению $|W_\infty| \leq 1/2$. Нетрудно показать, что также выполняется неравенство $|W_0/W_\infty| \leq 1$. Поскольку мы считаем состояние НКО термодинамически равновесным ($W_\infty < 0$), то групповая скорость меньше линейной скорости необыкновенной волны.

Приняв за длительность T_p импульса удвоенное отклонение от нулевого значения $t - y/v_g$, при котором величина $|\tilde{E}_1|$ убывает вдвое по сравнению со своим наибольшим значением, из (22) имеем

$$T_p = \tau_p \operatorname{arch} \left(4 + \frac{3(g - \alpha)}{\sqrt{1 + (g - \alpha)^2}}\right).$$

Отсюда следует, что параметр τ_p связан с длительностью импульса T_p . В частности, при нулевой отстройке от резонанса и слабой асимметрии НКО ($g \gg 1$) τ_p и T_p пропорциональны друг другу.

Так как длительность импульса много больше периода осцилляций на резонансной частоте, то должно выполняться условие $\omega_0 \tau_p \gg 1$. Если $\omega_0 \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и $\tau_p \sim 10^{-12} \text{ с}$, то оно, очевидно, справедливо. При этом ширина спектрального максимума нулевой гармонии по порядку величины может быть равна τ_p^{-1} , т.е. спектр видеоимпульса может захватывать терагерцовый диапазон.

В соответствии с равенствами (22) и (14) основная гармоника поля оптического импульса испытывает фазовую модуляцию, определяющую локальное нелинейное смещение ее несущей частоты $\omega \rightarrow \omega_{loc} = \omega + \delta\omega_{non}$, где

$$\delta\omega_{non} = \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial t}.$$

Здесь первое слагаемое учитывает, как было отмечено в конце предыдущего раздела, влияние “антирезонансных” гармоник, а второе слагаемое описывает фазовую модуляцию, вызванную отличным от нуля ПДМ перехода. Из (22), (24) и (15) находим, что

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{D^2}{4\hbar^2 \omega_0} |E_1|^2$$

и соответственно

$$\delta\omega_{non} = \frac{4d^2 - D^2}{4\hbar^2 \omega_0} |E_1|^2.$$

Если ПДМ велик ($D^2 > 4d^2$), то обусловленный этой фазовой модуляцией сдвиг максимума модуля фурье-спектра основной гармоники происходит относительно несущей частоты ω в красную область.

Как следует из (17) и (22), штарковский сдвиг уровней НКО и фазовая модуляция $\tilde{E}_1$ определяют эффективную отстройку ее от резонанса:

$$\Delta_{ef} = \Delta + \frac{D}{\hbar} E_0 - \frac{\partial \Phi}{\partial t}.$$

Отсюда, а также из выражений для E_0 и $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ видно, что если $\Delta = 0$, то импульс будет уходить из резонанса, тогда как при ненулевой отстройке он может наоборот втягиваться в резонанс, усиливая тем самым возбуждение НКО. В соответствии с [4] полное инвертирование состояния НКО вызывают импульсы, параметр τ_p которых подчиняется условию

$$2g = \alpha + \alpha^{-1}.$$

Отстройка от резонанса у таких импульсов должна быть положительной: $\omega < \omega_0$. В изотропном случае полная инверсия населенности уровней квантовых частиц происходит, как известно, только при нулевой отстройке.

Из (14), (19), (21) и (22) находим отношение амплитуд нулевой и второй гармоник к амплитуде импульса основной частоты

$$\left| \frac{E_2}{E_1} \right|_{\zeta=0} = \frac{1}{2} \left| \frac{E_0}{E_1} \right|_{\zeta=0} = \frac{1}{\sqrt{\omega_0 \tau_p s}}. \quad (25)$$

С ростом по абсолютной величине ПДМ эти отношения увеличиваются. При $D^2/d^2 \gg 1$ они могут достигать нескольких процентов. Пример среды с $|D/d| \approx 7.1$ приведен в [24].

Что касается зависимости отношения амплитуд гармоник от отстройки Δ , то при ее увеличении правая часть в (25) растет. Нетрудно показать, что этот вывод тоже справедлив для третьей гармоники. Таким образом, при генерации гармоник имеет место асимметрия по знаку отстройки, сильнее порождать побочные гармоники будут импульсы с $\Delta > 0$ (т.е. основная несущая частота меньше резонансной частоты). Как было отмечено выше, именно такие импульсы сильнее возбуждают НКО.

Вернемся к системе (16)–(18), (13), к которой не применялось приближение ОР. Если в определении величины g заменить D на

$$\tilde{D} = D \left(1 - \frac{\mu \omega_0^2 \tau_p^2 W_\infty}{2(1 + \alpha^2)} \right)^{-1/2},$$

то рассмотренное в этом разделе решение будет уже являться решением системы (16)–(18), (13). Нетрудно видеть, что сделанные выше выводы о генерации гармоник будут справедливы и в случае, когда плотность НКО не предполагается малой. Если $|\tilde{D}/D| \approx 1$, то сведение уравнения (13) к (20) с помощью приближения ОР не вносит существенной погрешности. Таким образом, данное требование определяет условие малой плотности НКО. Оно предполагает выполнение неравенства $\mu \ll 1$, как и в работе [21].

На основе анализа солитонного решения системы СДКВ в [4] были выделены несколько режимов прозрачности двухкомпонентных импульсов в штарковской среде. Так как уравнения (16)–(18), (20) эквивалентны системе СДКВ, то эти режимы могут существовать в рассматриваемом однокомпонентном случае.

Режимы, сопровождающиеся сильным возбуждением НКО, наиболее выражены при $g \gg 1$. (Заметим, что в случае термодинамически равновесной среды $|\tilde{D}/D| < 1$, т.е. при отказе от условия малой плотности НКО параметр g увеличивается.) Обычный режим СИП характеризуется относительно большим уменьшением в скорости распространения и малой отстройкой ($|\alpha| \ll 1$). Режим самоиндуцированной сверхпрозрачности (СИСП) имеет место при большой положительной отстройке ($\alpha \gg 1$). Импульсы СИСП являются более короткими и испытывают сильную фазовую модуляцию. Они превосходят по амплитуде импульсы СИП и слабее замедляются в среде. Среднее значение эффективной отстройки $\Delta_{\text{эф}}$ на длительности импульса в обоих режимах мало, т.е. импульс оказывается в резонансе с НКО. Именно это позволяет импульсам СИСП, имеющим большую отстройку Δ , вызывать практически полное инвертирование состояния НКО.

Режимы, в которых среда возбуждается слабо, выражены при $g \ll 1$. В режиме необыкновенной прозрачности [3] отстройка от резонанса мала ($|\alpha| \ll 1$). Отличительной чертой этого режима является то, что скорость распространения примерно такая же, как у импульсов, вызывающих сильное возбуждение НКО. В режимах положительной и отрицательной нерезонансной прозрачности (ПНП и ОНП) скорость импульсов меняется слабо, а отстройка велика по абсолютной величине ($|\alpha| \gg 1$). Главное отличие этих режимов связано с поведением эффективной отстройки от резонанса. Она остается практически постоянной в режиме ОНП ($\alpha > 0$), тогда как у импульсов, распространяющихся в режиме ПНП ($\alpha < 0$), эффективная отстройка меняет знак, проходя через резонанс, из-за чего НКО возбуждаются чуть сильнее. Как следует из предыдущего рассмотрения, относительный вклад побочных гармоник в спектр наиболее велик в режимах СИСП и ПНП.

На рис. 1 представлены профили абсолютной величины огибающей E_1 основной гармоники поля и огибающей W_0 основной гармоники инверсии населенности уровней для импульсов с одинаковой длительностью. Импульс, изображенный тонкой линией, распространяется в режиме

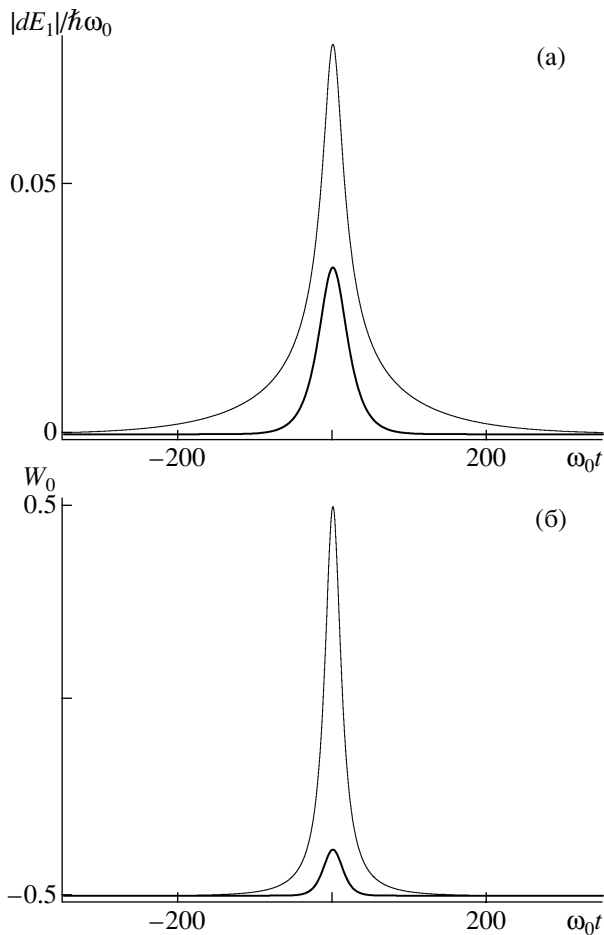


Рис. 1. Временные зависимости абсолютной величины E_1 (а) и W_0 (б) при $y = 0$ для значений параметров $D/d = 7.1$, $W_\infty = -0.5$, $T_p = 43.68/\omega_0$ в случаях $\Delta_1 = 0.077\omega_0$ (тонкие линии) и $\Delta_2 = -\Delta_1$ (жирные).

СИСП, что сопровождается полным инвертированием состояния НКО (рис. 1б). Фурье-спектры

$$F_m(\nu) = \frac{d}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(im\phi - i\nu t) E_m dt$$

основной ($m = 1$) и побочных ($m = 0, 2$) гармоник данных импульсов представлены на рис. 2. Эти спектры соответствуют спектрам полного поля E_e импульса, полученным в [6, 12]. Так, из рис. 2б видно, что в случае СИСП смещение максимума спектра основной гармоники относительно основной несущей частоты $\omega_0 - \Delta_1$ более сильное, чем у нерезонансного импульса относительно его несущей частоты $\omega_0 + \Delta_1$ (соответствующая кривая изображена жирной линией). Так как значение ПДМ взято большим, то это смещение происходит в красную область. Если за ширину спектра гармоники принять разность значений частот на уровне половины от максимального значения, то спектр основной гармоники в режиме СИСП

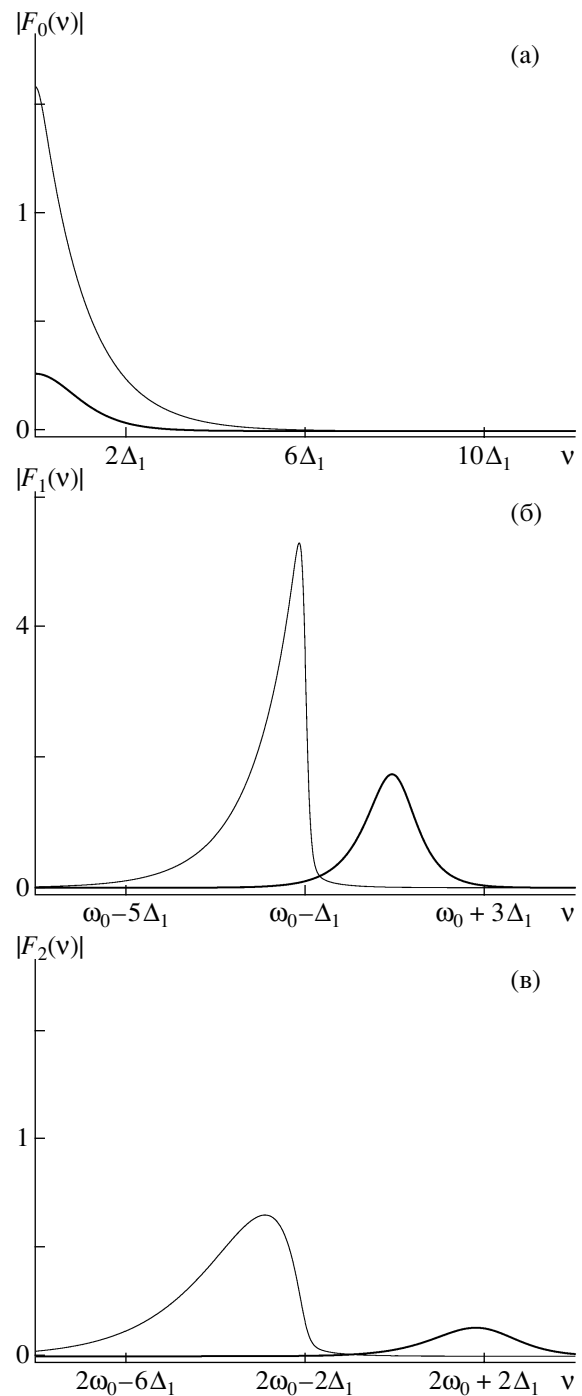


Рис. 2. Абсолютные величины преобразования Фурье нулевой $F_0(\nu)$ (а), основной $F_1(\nu)$ (б) и второй $F_2(\nu)$ (в) гармоник импульсов на рис. 1. Пояснения в тексте.

уже. При этом основной и побочный пики спектра Фурье имеют выраженную асимметрию (рис. 2б и 2в). Отношение максимальных значений спектров нулевой и второй гармоник у нерезонансного импульса примерно равно двум, т.е., как было установлено выше, отношению их ам-

плитуд. Из-за сильной фазовой модуляции отношение максимальных значений спектров, а также смещение в красную область максимума второй гармоники у импульса СИСП больше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на основе приближения ММО исследовано распространение однокомпонентных оптических импульсов в штарковской среде. Из-за сдвига частоты перехода, который обусловлен ненулевым ПДМ, возбуждение в спектре импульса побочных гармоник, в том числе тех, которые присутствуют в нештарковском случае, происходит в резонансно-параметрического режиме. Определены условия эффективной генерации в данном режиме нулевой и высшей (второй и третьей) гармоник. Их вклад в спектр больше у импульсов, имеющих на входе в среду несущую частоту, меньшую резонансной частоты. Это является следствием асимметрии по полярности у формирующегося в штарковской среде импульса: знак его нулевой гармоники противоположен ПДМ, что приводит к динамическому понижению частоты перехода. При этом в соответствии с ранее полученными результатами [6, 12] амплитуда нулевой гармоники в два раза превосходит амплитуду второй гармоники. Важным обстоятельством является то, что спектр импульса нулевой гармоники широк и может захватывать терагерцовый диапазон частот. Также отмечено, что из-за фазовой модуляции основной гармоники, которая сопровождается сдвигом частоты квантового перехода, однокомпонентные импульсы, имеющие высокочастотное заполнение, могут проходить через штарковскую среду в различных режимах прозрачности. Эти режимы были введены ранее [4] для двухкомпонентных импульсов, составляющие которых выполняют различные функции.

Модификация приближения ММО на случай штарковской среды потребовала не только введения дополнительных гармоник, но также учета “антирезонансных” слагаемых. При этом оказалось, что влияние сдвига Блоха–Зигерта в самосогласованной задаче сводится к фазовой модуляции поля распространяющегося импульса. Развитый здесь подход может оказаться полезным в ходе рассмотрения процессов генерации на суммарных и разностных частотах при многочастот-

ных резонансных воздействиях на штарковскую среду.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Agrotis M., Ercolani N.M., Glasgow S.A., Moloney J.V. // *Physica. D.* 2000. V. 138. № 1&2. P. 134.
2. Маймистов А.И., Кануто Дж.-Ги // *Опт. и спектр.* 2003. Т. 94. № 2. С. 275.
3. Сазонов С.В. // *ЖЭТФ.* 2003. Т. 124. № 4 (10). С. 803.
4. Сазонов С.В., Устинов Н.В. // *ЖЭТФ.* 2005. Т. 127. № 2. С. 289.
5. Елютин С.О. // *ЖЭТФ.* 2005. Т. 128. № 1 (7). С. 17.
6. Сазонов С.В., Устинов Н.В. // *Квант. электрон.* 2005. Т. 35. № 8. С. 701.
7. Сазонов С.В., Устинов Н.В. // *Письма в ЖЭТФ.* 2006. Т. 83. № 11. С. 573.
8. Сазонов С.В., Устинов Н.В. // *ЖЭТФ.* 2006. Т. 129. № 5. С. 849.
9. Lan P., Lu P., Cao W., Wang X., Hong W. // *Opt. Lett.* 2007. V. 32. № 9. P. 1186.
10. Ustinov N.V. // *Proc. SPIE.* 2007. V. 6725. P. 67250F-1.
11. Демиковский В.Я., Вугальтер Г.А. *Физика квантовых низкоразмерных структур.* М.: Логос, 2000.
12. Сазонов С.В., Устинов Н.В. // *ЖЭТФ.* 2006. Т. 130. № 4. С. 646.
13. Ландан Л.Д., Лифшиц Е.М. *Краткий курс теоретической физики.* Кн. 1: Механика. Электродинамика. М.: Наука, 1969.
14. Ален Л., Эберли Дж. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы.* М.: Мир, 1978.
15. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов.* М.: Наука, 1988.
16. Maimistov A.I., Basharov A.M. *Nonlinear Optical Waves.* Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1999.
17. Bloch F., Siegert A. // *Phys. Rev.* 1940. V. 57. P. 522.
18. McCall S.L., Hahn E.L. // *Phys. Rev.* 1969. V. 183. № 2. P. 457.
19. Lamb G.L. // *Rev. Mod. Phys.* 1971. V. 43. P. 99.
20. Eilbeck J.C., Bullough R.K. // *J. Phys. A.* 1972. V. 5. P. 820.
21. Eilbeck J.C., Gibbon J.D., Caudrey P.J., Bullough R.K. // *J. Phys.* 1973. V. 6. P. 1337.
22. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Птаевский Л.П. *Теория солитонов: метод обратной задачи.* М.: Наука, 1980.
23. Лэм Дж.Л. *Введение в теорию солитонов.* М.: Мир, 1983.
24. Kočinac S., Ikinic Z., Milanović V. // *Opt. Commun.* 1997. V. 140. P. 89.