Кинетика нестационарного энергообмена в среде с амплитудно-фазовым характером нелинейного отклика

© А.А. Бугаев, П.П. Борисков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 27 мая 1997 г.)

В приближении заданного поля накачки получено решение системы связанных волновых уравнений, описывающее кинетику нестационарного энергообмена между двумя световыми импульсами в объемной среде с локальным откликом нелинейности. Показано, что зависимость энергообмена от временно́й задержки между импульсами в общем случае имеет знакопеременный характер, который определяется прежде всего соотношением амплитудной и фазовой составляющих нелинейного отклика. Выполнена численная подгонка полученного решения к результатам модельных экспериментов на Si. Найдено, что полное соответствие достигается при использовании подгоночных параметров, определяемых из теории Друде для плазменно-индуцированного изменения диэлектрической проницаемости.

Энергообмен в полупроводниках, возникающий при пространственном параметрическом смешении двух световых импульсов на нелинейной восприимчивости третьего порядка, стимулировал многочисленные исследования, которые были направлены на разработку фазовосопряженных отражательных элементов и усилительных устройств нелинейной оптики [1–7]. Согласно теоретическому рассмотрению [8], энергообмен между импульсами в объемной среде является результатом фазового рассогласования между интерференционным полем накачки и распределением светоиндуцированного изменения диэлектрической проницаемости, которое имеет место либо в среде с нелокальным откликом (фоторефракция), либо в случае, когда отклик является интегральной по времени функцией интенсивности накачки (нестационарность). Исследование эффективности энергообмена в полупроводниках оказалось полезным методом, с помощью которого удалось обнаружить отклик фоторефракции в средах, где рассогласование фаз преимущественно обусловлено нестационарностью процесса возбуждения (GaAs, InP, CdTe, CdTe, CdS [9–12]). Вместе с тем закономерности, которые обнаруживает энергообмен при переменной временно́й задержке между импульсами [11,13], оказались вне сферы исследовательского внимания. Фактически, известна лишь одна попытка численного моделирования кинетики энергообмена [10], однако ее результаты трудно признать адекватными результатам экспериментов (см., например, [11,13]). В то же время качественное описание процесса когерентного смешения двух импульсов [13,14] не позволяет выявить относительную роль механизмов нелинейности, которые обусловливают энергообмен. В настоящей работе получено аналитическое решение системы базовых уравнений [8], описывающих самодифракцию двух световых волн с переменной задержкой между ними в среде с амплитудно-фазовой нелинейностью, которое полностью соответствует результатам экспериментов по кинетике энергообмена в Si.

Согласно теории [8], система уравнений, описывающая взаимодействие двух световых волн, сходящихся под углом 2ϑ в объеме нелинейной среды толщиной d (ось z направлена вдоль биссектрисы угла схождения, ось x — вдоль вектора интерференционной решетки), в приближении медленно меняющихся амплитуд имеет следующий вид:

$$\frac{\partial C_l}{\partial z} = i\frac{k_x^2(l^2-1)}{2k_z}C_l - \frac{\alpha C_l}{2\cos\vartheta} - \frac{ik_0^2}{2k_z}\sum \varepsilon_p C_{l-p},$$

$$\frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} = a\sum_{m-l=p} C_m C_l^* - \frac{\varepsilon_p}{\tau_p}, \qquad (1)$$

где C_l и ε_p — фурье-компоненты разложения светового поля $E = \sum C_l \exp[i(\omega t - k_z z + lk_x x)]$ и нелинейного отклика диэлектрической проницаемости $\delta\varepsilon = \sum \varepsilon_p \exp(ipk_x x)$, $k_z = k_0\sqrt{\varepsilon_b}\cos\vartheta$, $k_x = k_0\sqrt{\varepsilon_b}\sin\vartheta$ — проекции волнового вектора k_0, ε_b — невозмущенная диэлектрическая проницаемость среды, $\tau_p^{-1} = \tau_0^{-1} + Dk_x^2p^2$ — обратное время жизни светоиндукцированной решетки, определяемое временем жизни τ_0 и диффузией возбужденного состояния, $a = a' + ia''$ — комплексная константа, определяющая величины реальной и мнимой части нелинейного отклика $\delta\varepsilon$, α — коэффициент линейного поглощения.

С учетом брэгговского типа дифракции (т. е. с учетом только членов разложения $C_{\pm1}$) и комплексного характера нелинейного отклика общая система уравнений (1) приводится к виду

$$\frac{\partial C_{+1}}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}\frac{C_{+1}}{\cos\vartheta} + \frac{ik_0^2}{2k_z}\big(\varepsilon_0' C_{+1} + i\varepsilon_0'' C_{+1} + \varepsilon_2' C_{-1} + i\varepsilon_2'' C_{-1}\big),$$

$$\frac{\partial C_{-1}}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}\frac{C_{-1}}{\cos\vartheta} + \frac{ik_0^2}{2k_z} \times \big(\varepsilon_0' C_{-1} + i\varepsilon_0'' C_{-1} + \varepsilon'_{-2} C_{+1} + i\varepsilon''_{-2} C_{+1}\big), \quad (2)$$

$$\frac{\partial\varepsilon_0'}{\partial t}+i\frac{\partial\varepsilon_0''}{\partial t}=a(C_{+1}C_{+1}^*+C_{-1}C_{-1}^*)-\frac{\varepsilon_0'}{\tau_0}-i\frac{\varepsilon_0''}{\tau_0},$$

$$\frac{\partial\varepsilon_{+2}'}{\partial t}+i\frac{\partial\varepsilon_{+2}''}{\partial t}=aC_{+1}C_{-1}^*-\frac{\varepsilon_{+2}'}{\tau_2}-i\frac{\varepsilon_{+2}''}{\tau_2},$$

$$\frac{\partial\varepsilon_{-2}'}{\partial t}+i\frac{\partial\varepsilon_{-2}''}{\partial t}=aC_{-1}C_{+1}^*-\frac{\varepsilon_{-2}'}{\tau_2}-i\frac{\varepsilon_{-2}''}{\tau_2}. \quad (3)$$

Для описания кинетики энергообмена рассмотрим случай, когда поля $C_{\pm1}$ (C_{+1} — поле накачки, C_{-1} — поле зондирования) описывают световые импульсы гауссовой временно́й формы длительностью t_p (по уровню $1/e$) и временно́й задержкой τ между ними. В этом случае система (2), (3) должна быть дополнена граничными условиями вида

$$C_{+1}(z,t-\tau)|_{z=0}=C_{+01}(t-\tau),$$

$$C_{-1}(z,t)|_{z=0}=C_{-01}(t),$$

$$\varepsilon_0'(z,t,\tau)\big|_{t=-\infty}=\varepsilon_0''(z,t,\tau)\big|_{t=-\infty}$$

$$=\varepsilon_{\pm2}'(z,t,\tau)\big|_{t=-\infty}$$

$$=\varepsilon_{\pm2}''(z,t,\tau)\big|_{t=-\infty}. \quad (4)$$

Решение связанной системы (2), (3) ищем в виде

$$C_{\pm1}=A_{\pm1}(z,t)\exp\Bigg[i\frac{k_0^2}{2k_z}\int\limits_0^z\varepsilon_0'(z',t)dz'$$

$$-\frac{k_0^2}{2k_z}\int\limits_0^z\varepsilon_0''(z'',t)dz'-\frac{\alpha z}{2\cos\vartheta}\Bigg]. \quad (5)$$

Подстановка (5) в (2) приводит к следующим уравнениям:

$$\frac{\partial A_{+1}}{\partial z}=\frac{ik_0^2}{2k_z}A_{-1}(\varepsilon_2'+i\varepsilon_2''),$$

$$\frac{\partial A_{-1}}{\partial z}=\frac{ik_0^2}{2k_z}A_{+1}(\varepsilon_{-2}'+i\varepsilon_{-2}''). \quad (6)$$

Дифференцируя второе из уравнений системы (6) по времени, получим уравнение в смешанных производных

$$\frac{\partial^2A_{-1}}{\partial z\partial t}=\frac{k_0^2}{2k_z}A_{+1}\left(i\frac{\partial\varepsilon_{-2}'}{\partial t}-\frac{\partial\varepsilon_{-2}''}{\partial t}\right)$$

$$+\frac{k_0^2}{2k_z}\frac{\partial A_{+1}}{\partial t}(i\varepsilon_{-2}'-\varepsilon_{-2}''). \quad (7)$$

Для дальнейшего изложения материала необходимо определить силу неравенства амплитуд смешиваемых импульсов $A_{+1}\neq A_{-1}$ ($|A_{+1}|^2/|A_{-1}|^2=R$), по отношению к которому применим настоящий анализ, поскольку оно критическим образом определяет эффективность энергообмена в средах с локальным откликом нелинейности до тех пор, пока при $R=1$ энергообмен между импульсами не исчезает. Нетрудно показать (см. Приложение), что в условиях постоянной накачки $|A_{+1}|^2+|A_{-1}|^2=\mathrm{const}$ усиление неравенства $|A_{+1}|^2\neq|A_{-1}|^2$ вызывает увеличение эффективности энергообмена, которое, однако, имеет насыщающийся характер, т.е. после достижения некоторого значения $R=R_0$ энергообмен перестает зависеть от соотношения амплитуд. Такое поведение энергообмена можно интерпретировать как компенсацию двух процессов, один из которых уменьшает эффективность энергообмена за счет уменьшения глубины модуляции интерференционного поля $(A_{+1}+A_{-1})$, в то время как другой увеличивает эту эффективность за счет роста фазового рассогласования между интерференционным полем накачки и светоиндуцированной решеткой диэлектрической проницаемости $\delta\varepsilon$. Определив таким образом соотношение интенсивностей как $R\geqslant R_0$, воспользуемся приближением заданного поля накачки

$$A_{+1}(z,t)=A_{+1}(0,t)=A_0\exp\left[-2\left(\frac{t-\tau}{t_p}\right)^2\right],$$

из которого следует соотношение

$$\frac{\partial A_{+1}(z,t)}{\partial t}=-4\frac{(t-\tau)}{t_p^2}A_{+1}(z,t). \quad (8)$$

Используя (3), (6), (8) и полагая, что импульсы на входе в нелинейную среду имеют одинаковую длительность, уравнение (7) можно привести к уравнению для распространения амплитуды $A_{-1}(z,t)$ зондирующего импульса

$$\frac{\partial^2A_{-1}}{\partial z\partial t}=F(z,t)A_{-1}-\left(\frac{1}{\tau_2}+4\frac{t-\tau}{t_p^2}\right)\frac{\partial A_{-1}}{\partial z}, \quad (9)$$

которое должно решаться совместно с мнимой частью первого уравнения системы (3)

$$\frac{\partial\varepsilon_0''}{\partial t}=-\frac{2k_z}{k_0^2}\mathrm{Re}[F(z,t)]-\frac{\varepsilon_0''}{\tau_0}, \quad (10)$$

где

$$F(z,t)=i\,\frac{k_0^2}{2k_z}\,a\,|A_{+1}|^2$$

$$\times\exp\left(-\frac{k_0^2}{k_z}\int\limits_0^z\varepsilon_0''(z,t)dz-\frac{\alpha}{\cos\vartheta}\right). \quad (11)$$

Как и следовало ожидать, на участке насыщения усиления, для которого справедливо приближение заданного поля накачки (8), полученная система уравнений (9), (10) содержит лишь однородный член разложения ε_0 светоиндуцированной диэлектрической проницаемости $\delta\varepsilon$, в то время как модуляционные члены $\varepsilon_{\pm2}$ отсутствуют.

Полагая, что наведенное поглощение мало, т.е. $\frac{k_0^2}{k_z}\int\limits_0^z\varepsilon_0''(z,t)dz<1$, в первом приближении можно считать $\varepsilon_0''(z,t)\approx\varepsilon_0''(0,t)=a''\int\limits_{-\infty}^t|A_{+1}(0,t')|^2\times\exp\left(\frac{t-t'}{\tau_0}\right)dt'$.

Тогда

$$F(z,t) = i\frac{k_0^2}{2k_z}a''|A_{+1}|^2 \exp\left[-\frac{k_0^2}{k_z}a''z \times \int\limits_{-\infty}^{t} |A_{+1}|^2 \exp\left(\frac{t-t'}{\tau_0}\right) dt' - \frac{\alpha z}{\cos\vartheta}\right]$$

оказывается выраженным только через заданную интенсивность накачки, а потому уравнение (9) становится независимым. Решение этого уравнения может быть найдено методом Римана [15], если $F(z,t)$ является факторизованной функцией переменных (z,t). Для выполнения этого условия можно воспользоваться малостью наведенного поглощения и оценить его верхним предельным значением, т. е. положить в первом слагаемом под экспонентой (11) $z = d$. Следуя [16], функцию Римана для уравнения (9) находим с помощью автомодельной переменной

$$U(z,t,z_0,t_0) = 2i\sqrt{\int\limits_{t_0}^{t}\int\limits_{z_0}^{z} F(z,t)dzdt},$$

в которой нижние пределы интегрирования — свободные параметры. Тогда искомое выражение для амплитуды зондирующей волны будет иметь вид

$$A_{-1}(z,t) = A_{-01}\left[1 + \Theta\left(\frac{t_p}{2} + G\tau - t\right) W(z,t)\right],$$

$$W(z,t) = \int\limits_{-\frac{1}{2}+K\tau}^{t} \frac{2J_1[U(z,t,0,t_0)]}{U(z,t,0,t_0)} P(z,t_0) \times \exp\left[-\left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{4\tau}{t_p^2}\right)(t-t_0)\right] dt_0, \qquad (12)$$

где $\Theta(x)$ — функция Хевисайда, $J_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка, $P(z,t_0) = \int\limits_0^z F(z,t_0)dz$. Пределы интегрирования по t_0 определяются областью когерентного перекрытия импульсов, т. е. $-t_p/2 + K\tau \leqslant t_0 \leqslant t_{p/2}/2 + G\tau$, где $G = 1$, $K = 0$ при $\tau \leqslant 0$, $G = 0$, $K = 1$ при $\tau > 0$, $-t_p < \tau < +t_p$. При этом полагается, что импульс является спектрально-ограниченным, т. е. время когерентности импульса t_c равно его длительности t_p. Окончательно величина относительного изменения пропускания с учетом гауссового пространственного распределения интенсивности взаимодействующих пучков, имеющих поперечный размер $2r_0$, может быть рассчитана по формуле

$$\frac{T(\tau) - T_0}{T_0} = \frac{4\exp(\alpha d)\int\limits_0^\infty rdr \int\limits_{-\infty}^{\infty} |A_{-1}(r,d,r)|^2 dt}{\sqrt{\pi} r_0^2 t_p} - 1. \qquad (13)$$

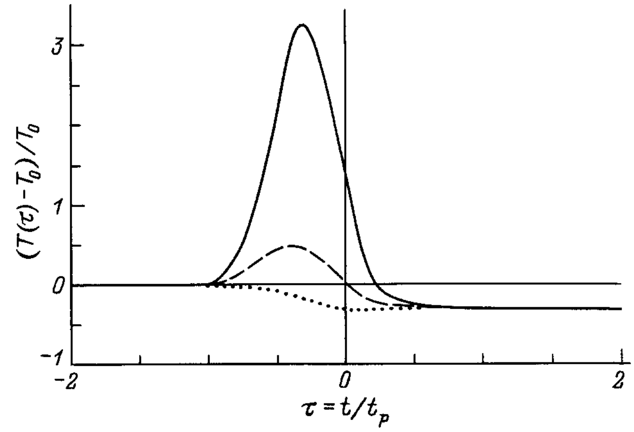

Рис. 1. Теоретическая зависимость кинетики энергообмена от задержки между возбуждающим и зондирующим импульсами в приближении заданного поля накачки. Энергия накачки 60 mJ/cm^2 время релаксации 150 ps. Параметры расчета: $a'' = 0.013$ cm^2/J, $a'' = 0$ (пунктир), -0.1 (штриховая линия) и -0.3 cm^2/J (сплошная линия).

Из полученного решения видно, что эффективность энергообмена как функция задержки между импульсами $(T(\tau) - T_0)/T_0$ определяется такими параметрами, как интенсивность возбуждающего импульса $|A_{+1}|^2$, соотношение времен релаксации возбуждения τ_0, τ_2 и длительности импульса t_p, а также величинами вещественной a' и мнимой a'' части константы пропорциональности, связывающей нелинейный отклик среды и интенсивность возбуждающего импульса. При этом вид функции $(T(\tau) - T_0)/T_0$ главным образом зависит от последних двух параметров. Это иллюстрируется (рис. 1) результатами численного расчета решения (13), выполненного для гипотетического случая, в котором светоиндуцированная диэлектрическая проницаемость характеризуется некоторой постоянной величиной $a'' = 0.013$ cm^2/J, в то время как a' принимает последовательно значения 0, -0.1, -0.3 cm^2/J (время релаксации решетки 150 ps). Из этого рисунка видно, что в предельном случае $a' = 0$, когда нелинейный отклик диэлектрической проницаемости является чисто мнимой величиной, перекачка энергии светового поля возбуждающего импульса за счет самодифракции на амплитудной решетке происходит в противофазе с полем зондирующего импульса, в результате чего возникает интерференционное гашение этого импульса с минимумом пропускания при $\tau \approx 0$. По мере того, как нелинейный отклик приобретает фазовую составляющую ($a' = -0.1$ cm^2/J), в канале зондирования (C_{-1}) появляется синфазная компонента самодифракции (теперь уже на амплитудно-фазовой решетке), приводящая к усилению зондирующего импульса и соответственно к росту индуцированного пропускания $(T(\tau) - T_0)/T_0$, величина которого становится положительной. Вид зависимости $(T(\tau) - T_0)/T_0$ при этом приобретает знакопеременный характер: усиление в области отрицательных и поглощение в области положительных задержек. Дальнейшее увеличение фазовой составляющей нелинейного отклика ($a' = -0.3\,\mathrm{cm^2/J}$) сопровождается ростом усиления зондирующего импульса, которое проявляется в виде положительного, слегка асимметричного пика пропускания с максимумом при $\tau = -0.3t_p$. Таким образом, результаты расчета решения (13) показывают, что в приближении заданного поля накачки и при локальности нелинейного отклика вид зависимости энергообмена от временно́й задержки полностью определяется соотношением реальной и мнимой части этого отклика, т. е. соотношением между a' и a''.

Эксперименты были выполнены с использованием одиночного пикосекундного импульса длительностью $t_p \approx 30\,\mathrm{ps}$ (YAG : Nd^{3+}), который по традиционной схеме [7] разделялся на два импульса I_{ex} (возбуждающий) и I_{pr} (зондирующий) с последующим их пространственным совмещением в объеме исследуемого полупроводника через оптическую линию переменной временно́й задержки. Смешение импульсов производилось в объеме кремниевой пластины (n-тип, $\rho \sim 10^2\,\Omega\cdot\mathrm{cm}$, ориентация [111], линейный коэффициент поглощения $9\,\mathrm{cm^{-1}}$), толщина которой составляла $d = 0.4\,\mathrm{mm}$. Угол схождения импульсов $2\vartheta = 25°$ выбирался из неравенства Клейна $2\pi\lambda d/n\Lambda^2 \geqslant 10$, которое определяет брэгговский тип светоиндуцированной решетки. Величина пропускания $(T(\tau) - T_0)/T_0$ измерялась счетно-анализирующим комплексом по отношению прошедшей и падающей энергии зондирующего импульса при заданной 10%, величине флуктуаций энергии возбуждающего импульса и его коэффициента преобразования во вторую гармонику.

На первом этапе измерялась зависимость относительного изменения пропускания зондирующего импульса $(T(\tau) - T_0)/T_0$ при переменном соотношении интенсивностей $I_{\mathrm{ex}}/I_{\mathrm{pr}}$ ($\tau \approx 0.3t_p$, $E_{\mathrm{ex}} \cong 90\,\mathrm{mI/cm^2}$), которая позволяет установить значение R_0, отвечающее приближению заданного поля накачки. Как видно из полученных результатов (рис. 2), для кремния это приближение начинает выполняться при $R > R_0 \approx 10^3$. В соответствии с этим дальнейшие измерения пропускания в зависимости от временно́й задержки были выполнены при соотношении $R = 1.5 \cdot 10^3$. Типичный вид кинетики пропускания, полученный в этих условиях для двух значений энергии накачки, представлен на рис. 3. Пользуясь приведенным выше анализом, в котором $\tau_2 = 1.5\cdot10^{-10}\,\mathrm{s}$, мы произвели численную подгонку решения (13) к результатам эксперимента на рис. 3 путем подбора параметров a' и a''. Для обоих случаев энергии накачки наилучшее совпадение, отражающее все особенности кинетики энергообмена (рис. 3), было достигнуто для пары значений $a' = -15 \cdot 10^{-2}$ и $a'' = 1.2 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{cm^2/J}$.

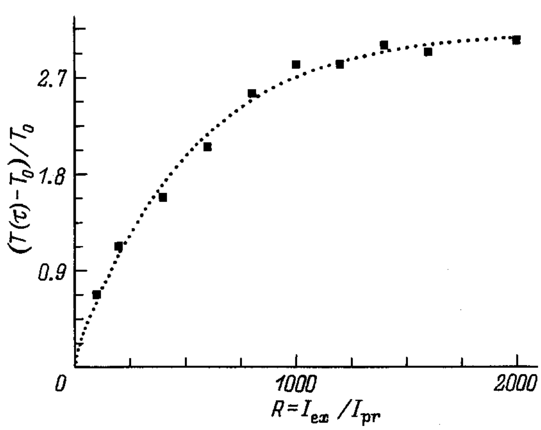

Рис. 2. Экспериментальная зависимость эффективности энергообмена в Si от переменного отношения интенсивностей возбуждающего и зондирующего импульсов $I_{\mathrm{ex}}/I_{\mathrm{pr}}$. Энергия накачки $90\,\mathrm{mJ/cm^2}$.

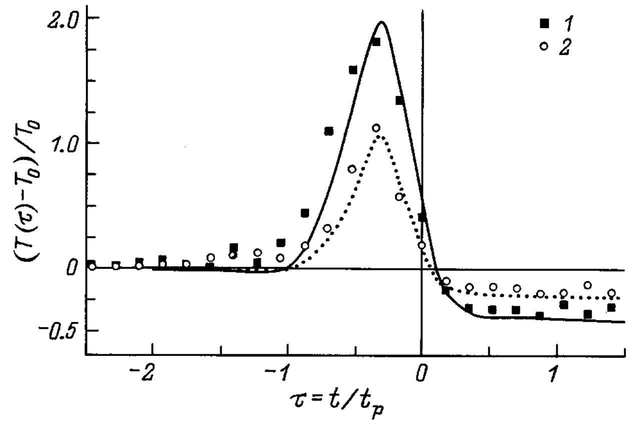

Рис. 3. Численная подгонка решения (13) к результатам эксперимента по смешению двух импульсов при переменной временно́й задержке. Энергия накачки 80 (*1*) и $40\,\mathrm{mJ/cm^2}$ (*2*).

Как видно из второго уравнения системы (1), нелинейный отклик диэлектрической проницаемости инициируется генерационным членом $a\sum_{m-l=p} C_m C_l^*$, которому применительно к нашим экспериментам отвечает процесс фотовозбуждения свободных носителей за счет однофотонных межзонных переходов. В простейшей модели Друде параметры a' и a'' представляются как

$$a' = -\frac{4\pi e^2}{\omega^2}\,\frac{m_e^* + m_h^*}{m_e^* m_h^*}\,\frac{\alpha}{\hbar\omega}, \quad a'' = \frac{\sigma n_0 \lambda}{2\pi}\,\frac{\alpha}{\hbar\omega}, \qquad (14)$$

где m_e^*, m_h^* — эффективные массы электронов и дырок соответственно, σ — поперечное сечение поглощения свободных носителей, n_0 — невозмущенный показатель преломления, e — заряд электрона.

Согласно данным работ [17–19], величины, входящие в (14), равны $m_e^* = 0.26m_0$, $m_h^* = 0.39m_0$, $\sigma = 5 \cdot 10^{-18}\,\mathrm{cm^2}$; отсюда следует, что $a' = -21 \cdot 10^{-2}$ и $a'' = 1.3 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{cm^2/J}$. Как видно, полученные в эксперименте значения a' и a'' весьма удовлетворительно соответствуют величинам, рассчитанным по соотношению (14), что подтверждает справедливость результатов выполненного анализа.

Авторы признательны Б.П. Захарчене за интерес и поддержку настоящей работы, которая была выполнена в рамках гранта МНТП № 6.29 "Лазерная физика".

Приложение

Рассмотрим нестационарный энергообмен между прямоугольными импульсами в среде с фазовым характером нелинейного отклика и бесконечно большим временем релаксации возбуждения. При условии малости светоиндуцированной добавки к диэлектрической проницаемости величины $\varepsilon'_{\pm 2}$ определяются входными амплитудами импульсов

$$\varepsilon'_{\pm 2} \approx a' \phi \varphi \int\limits_{t_0}^{t} C_0^2 dt', \qquad (\text{П1})$$

где $A_{+1}(0,t) = \phi C_0$, $A_{-1}(0,t) = \varphi C_0$.

Как видно, корректность этого приближения определяется либо малостью константы нелинейного отклика среды a', либо малым значением экспозиции $\phi\varphi \int\limits_{t_0}^{t} C_0^2 dt'$. Второй случай, очевидно, выполняется при достаточно большом отношении амплитуд импульсов ($\phi > \varphi$). Выразив ϕ и φ через $g = \varphi^2 + \phi^2$ и $R = \phi/\varphi$ и подставив (П1) в систему уравнений (6) при $a'' = 0$, найдем амплитуду и фазу возбуждающей волны

$$|A_{+1}(z,t)| = C_0 \left[\frac{R^2 g}{R^2+1} \cos^2\left(\frac{Rg}{R^2+1} W(t) z \right) + \frac{g}{R^2+1} \sin^2\left(\frac{Rg}{R^2+1} W(t) z \right) \right]^{1/2},$$

$$\Psi_{+1}(z,t) = \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{R} \operatorname{tg}\left(\frac{Rg}{R^2+1} W(t) z \right) \right),$$

где $W = (k_0^2/2k_z) a' C_0^2 t$.

Как видно, при достаточно большом отношении R на толщине нелинейного слоя $d \leqslant (R^2+1)/RW(t_p)g$ возбуждающий импульс практически не меняется $(|A_{+1}(z,t)| \approx \phi C_0,\ \Psi_{+1}(z,t) \approx 0)$. Соответствующее этому относительное изменение зондирующего импульса в первом приближении по параметру нелинейности можно записать как

$$\frac{|A_{-1}(d,t_p)|^2}{\varphi^2 C_0^2} - 1 = \sin^2\left[W(t_p) \frac{gR}{R^2+1} \right] (R^2 - 1). \qquad (\text{П2})$$

Отсюда можно видеть подтверждение основных особенностей эффективности энергообмена (рис. 2) как функции отношения интенсивностей взаимодействующих импульсов, а именно: отсутствие энергообмена при $R = 1$, его рост и насыщение при возрастании R.

Список литературы

[1] В.Л. Винецкий, Т.Е. Запоржец, Н.В. Кухтарев, А.С. Матвейчук, С.Г. Одулов, М.С. Соскин. Письма в ЖЭТФ **25**, *4*, 432 (1977).
[2] В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев, М.С. Соскин. Квантовая электрон. **4**, *3*, 420 (1977).
[3] K. Jarasiunas, H.J. Gerritsen. Appl. Phys. Lett. **33**, *1*, 100 (1978).
[4] А.А. Борщ, Н.С. Бродин, В.И. Волков, В.В. Овчар, Д.Т. Таращенко. Квантовая электрон. **4**, *4*, 646 (1977).
[5] H.J. Eichler, F. Massmann. J. Appl. Phys. **53**, *9*, 3237 (1982).
[6] H.J. Eichler, H. Glotz, A. Kummrow, K. Richter, X. Yang. Phys. Rev. **A35**, *11*, 4673 (1987).
[7] H.J. Eichler, P. Giunter, D. Pohl. Laser-Induced Dynamics Gratings. Springer Series in Optical Science. Springer-Verlag, Berlin (1986). V. 50.
[8] В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев, С.Г. Одулов, М.С. Соскин. УФН **129**, *1*, 113 (1979).
[9] В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев, Е.Н. Салькова, Л.Г. Суховерхова. Квантовая электрон. **7**, *6*, 1191 (1980).
[10] G.C. Valley, A.L. Smirl. IEEE J. Quant. Electron. **24**, *2*, 304 (1988).
[11] A.L. Smirl, G.C. Valley, K.M. Bohnert, T.F. Boggess. IEEE J. Quant. Electron. **24**, *2*, 289 (1988).
[12] G.C. Valley, J. Dubard, A.L. Smirl, A.M. Glass. Opt. Lett. **14**, *8*, 961 (1989).
[13] А.А. Бугаев, Г.К. Аверкиева, В.Д. Прочухан. ФТТ **37**, *8*, 2495 (1995).
[14] H.J. Eichler, D. Langhaus, F. Massmann. Opt. Commun. **50**, *1*, 117 (1984).
[15] А.Б. Шабат. Уравнения с частными производными. Новосибирск (1967). Ч. 2. 324 с.
[16] Б.Я. Зельдович, П.В. Лернер, Е.А. Немкова. Квантовая электрон. **14**, *9*, 2502 (1987).
[17] P.E. Schmid. Phys. Rev. **B23**, *6*, 5531 (1981).
[18] W. Spitzer, H.Y. Fan. Phys. Rev. **108**, *2*, 268 (1957).
[19] K.B. Svantesson. J. Phys. **D12**, *1*, 425 (1979).