

01;06;07;11

Взаимодействие света с тонкой пленкой полупроводника при учете эффекта концентрационного усиления дипольного момента экситонного перехода

© П.И. Хаджи, Л.В. Федоров

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
3300 Тирасполь, Молдавия

(Поступило в Редакцию 13 октября 1999 г. В окончательной редакции 7 апреля 2000 г.)

Изучены особенности нелинейного пропускания ультракоротких импульсов резонансного лазерного излучения тонкой пленкой полупроводника в экситонной области спектра при учете экситон-фотонного взаимодействия и эффекта концентрационного усиления дипольного момента экситонного перехода. Показано, что в условиях точного резонанса пленка пропускает только передний фронт падающего прямоугольного импульса, а оставшуюся часть полностью отражает. При отличной от нуля расстройке резонанса существует остаточное пропускание. Предсказан ряд возможностей преобразования гауссовских импульсов. Найдены уравнения состояния для стационарного бистабильного пропускания (отражения) и исследована устойчивость полученных решений. Сформулирована теорема площадей, которая предсказывает ограничение площадей проходящих импульсов сверху: площади проходящих импульсов не могут превосходить $\pi/2$.

Введение

Нелинейно-оптические явления в системе когерентных экситонов в полупроводниках исследовались обычно в модели бесконечно протяженной среды (см., например, [1,2] и приведенную там литературу). Однако в последние годы все больший научный и практический интерес вызывают нелинейно-оптические свойства размерно-ограниченных полупроводниковых структур, в частности тонкие пленки. Своеобразная связь между полем проходящей через тонкую пленку полупроводника (ТПП) электромагнитной волны и поляризацией среды приводит к ряду интересных физических эффектов [3–9]. Теоретически были изучены особенности нестационарного взаимодействия ультракоротких импульсов (УКИ) лазерного излучения с ТПП, состоящими из двухуровневых атомов [3–8], а также в экситонной области спектра при учете экситон-фотонного взаимодействия, двухфотонного возбуждения биекситонов из основного состояния кристалла, оптической экситон-биекситонной конверсии, эффекта насыщения дипольного момента экситонного перехода [9]. В свете этого представляется актуальным исследование нелинейно-оптических свойств ТПП, так как полупроводники обладают большими нелинейными восприимчивостями, разнообразием механизмов нелинейности и малыми временами релаксации возбуждений среды, что обуславливает хорошие перспективы их практического применения.

В настоящей работе представлены результаты теоретического исследования нелинейно-оптических свойств ТПП в экситонной области спектра при взаимодействии с УКИ резонансного лазерного излучения с учетом эффекта концентрационного усиления дипольного момента экситонного перехода. Этот механизм нелинейности был предложен в [10] при исследовании особенностей безрезонансного лазерного эффекта на экситонах. По-

видимому, он аналогичен известному из теории оптической абсорбционной бистабильности механизму нелинейности, обуславливающего увеличение коэффициента поглощения с ростом концентрации электронно-дырочных пар [11,12]. Если частота возбуждающего лазерного излучения настроена чуть ниже экситонного резонанса, то имеет место только слабое однофотонное поглощение на урбановском хвосте полосы поглощения. Тем не менее в кристалле генерируются электронно-дырочные пары. С ростом плотности пар многочастичные эффекты приводят к перенормировке электрического спектра, в частности к сдвигу края зоны в сторону низких энергий. При некоторой плотности пар край зоны совпадает с энергией возбуждающих фотонов и поглощение сильно возрастает. Возрастание поглощения можно интерпретировать как обусловленное концентрационным увеличением дипольного момента экситонного перехода при больших уровнях лазерного возбуждения.

Постановка задачи. Основные уравнения

Предположим, что на ТПП толщиной L , на много меньшей длины волны λ света, расположенную в вакууме, нормально падает УКИ резонансного лазерного излучения с медленно меняющейся во времени огибающей электрического поля $E_i(t)$ электромагнитной волны с частотой ω и длительностью τ_p , на много меньшей времени релаксации экситонов τ_{rel} , но на много большей периода колебаний поля волны ($\omega^{-1} \ll \tau_p \ll \tau_{rel}$). В этих условиях реальное (диссипативное) поглощение света отсутствует [13]. Фотоны проходящего через ТПП импульса возбуждают экситоны из основного состояния кристалла и взаимодействуют с ними. Излучательная рекомбинация экситонов в свою очередь приводит к возвращению

энергии проходящему импульсу, что обуславливает искажение его формы. При больших уровнях возбуждения экситон-экситонное взаимодействие может приводить к различным коллективным эффектам в системе экситонов большой плотности [14], в частности к эффекту концентрационного усиления дипольного момента экситонного перехода [10]. Гамильтониан взаимодействия экситонов с полем электромагнитной волны в этом случае можно записать в виде [10]

$$H = -\hbar g(a^+E^+ + aE^-) - \hbar\mu(a^+a^+aE^+ + a^+aaE^-), \quad (1)$$

где $E^+(E^-)$ — положительно (отрицательно)-частотная компонента поля волны, a — амплитуда волны экситонной поляризации среды, константа g описывает взаимодействие экситонов с полем волны, а константа μ — эффект концентрационного усиления дипольного момента перехода.

Используя (1), легко получить гейзенберговское уравнение движения для амплитуды a экситонной волны

$$i\dot{a} = \omega_0 a - gE^+ - 2\mu a^+aE^+ - \mu a a E^-, \quad (2)$$

где ω_0 — частота экситонного перехода.

Это уравнение необходимо дополнить электродинамическими соотношениями, связывающими амплитуды медленно меняющихся огибающих падающего $E_i(t)$, прошедшего $E_t^+(t)$ и отраженного $E_r^+(t)$ импульсов, которые следуют из условий сохранения тангенциальных компонент полей на границе раздела кристалл–вакуум [3–9],

$$E^+ = E_i + \frac{4\pi\omega L}{c}P^+, \quad E_r^+ + E_i = E^+, \quad (3), (4)$$

где P^+ — поляризация среды

$$P^+ = \hbar\mu(g + \mu a^+a). \quad (5)$$

Связанная система уравнений (2)–(5) является замкнутой. Задача состоит в определении закономерностей временной эволюции огибающих прошедшего и отраженного импульсов при условии, что огибающая $E_i(t)$ падающего импульса считается заданной.

Решения системы уравнений (2)–(5) будем искать в виде произведения медленно меняющихся огибающих (содержащих действительные и мнимые компоненты) и быстро осциллирующего во времени высокочастотного экспоненциального множителя

$$E^+ = (E'_t + iE''_t)e^{-i\omega t}, \\ E_r^+ = (E'_r + iE''_r)e^{-i\omega t}, \quad a = (u + iv)e^{-i\omega t}. \quad (6)$$

Введем следующие нормированные (безразмерные) переменные:

$$F_i = \sqrt{\mu g \tau_0} E_i, \quad F_t^+ = F'_t + iF''_t = \sqrt{\mu g \tau_0} E^+, \\ F_r^+ = F'_r + iF''_r = \sqrt{\mu g \tau_0} E_r^+, \\ x = \sqrt{\varkappa} u, \quad y = \sqrt{\varkappa} v, \quad \varkappa = \mu/g, \quad \tau = t/\tau_0,$$

$$\delta = \Delta\tau_0, \quad \Delta = \omega - \omega_0, \quad (7)$$

где Δ — расстройка резонанса; τ_0 — основной временной параметр реакции ТПП на внешнее излучение, который определяется выражением

$$\tau_0^{-1} = 2\pi\hbar\omega Lg^2/c. \quad (8)$$

Тогда систему уравнений (2)–(4) можно привести к виду

$$\frac{dx}{d\tau} = -\delta y - 2F_i xy - x(1+x^2+y^2)^2, \quad (9)$$

$$\frac{dy}{d\tau} = \delta x + F_i(1+3x^2+y^2) - y(1+x^2+y^2)^2, \quad (10)$$

$$F'_t = F_i - y(1+x^2+y^2), \quad F''_t = x(1+x^2+y^2), \quad (11)$$

$$F'_r = -y(1+x^2+y^2), \quad F''_r = x(1+x^2+y^2). \quad (12)$$

Полученные уравнения (8), (9) содержат только два безразмерных параметра: нормированную амплитуду поля $F_i(\tau)$ падающего импульса и нормированную расстройку резонанса δ .

Из (9), (10) следует, что амплитуда экситонной волны, а также амплитуды полей прошедшего и отраженного импульсов в общем случае являются комплексными величинами, т.е. фазовомодулированными функциями. Если ввести нормированную концентрацию экситонов $z = x^2 + y^2$ и представить все величины через их амплитуды и фазы в виде $F_t^+ = F_t e^{i\varphi_t}$, $F_r^+ = F_r e^{i\varphi_r}$, $a = \sqrt{\varkappa z} e^{i\varphi}$, то уравнения (9)–(12) приводятся к виду

$$\frac{dz}{d\tau} = 2 \cdot \sqrt{z}(1+z)[F_i \sin \varphi - \sqrt{z}(1+z)], \quad (13)$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \delta + \frac{1+3z}{\sqrt{z}} F_i \cos \varphi, \quad (14)$$

$$F_t = [F_i^2 - 2F_i\sqrt{z}(1+z)\sin \varphi + z(1+z)^2]^{1/2}, \quad (15)$$

$$F_r = \sqrt{z}(1+z), \quad (16)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_t = \sqrt{z}(1+z) \cos \varphi [F_i - \sqrt{z}(1+z) \sin \varphi]^{-1},$$

$$\varphi_r = \frac{\pi}{2} + \varphi. \quad (17)$$

Исследуем особенности стационарного режима пропускания (отражения) ТПП в условиях, когда на пленку падает импульс лазерного излучения постоянной амплитуды $F_i = \text{const}$ в течении времени $1 \ll \tau \ll \gamma/\tau_0$. Стационарный режим, как будет показано ниже, устанавливается за время t порядка нескольких τ_0 . В соответствии с нашими оценками [9] $\tau_0 \approx 10^{-13}$ с. Так как $\gamma \approx 10^{-10} - 10^{-11}$ с, то $\gamma/\tau_0 \approx 10^3 - 10^4$ и стационарный режим за время действия импульса, длительность которого меньше времени релаксации, вполне успевает установиться. Стационарные значения концентрации экситонов z_s и фазы экситонной волны φ_s определяются из уравнений

$$F_i \sin \varphi_s = \sqrt{z_s}(1+z_s), \quad (18)$$

$$\delta\sqrt{z_s} + F_i(1+3z_s) \cos \varphi_s = 0, \quad (19)$$

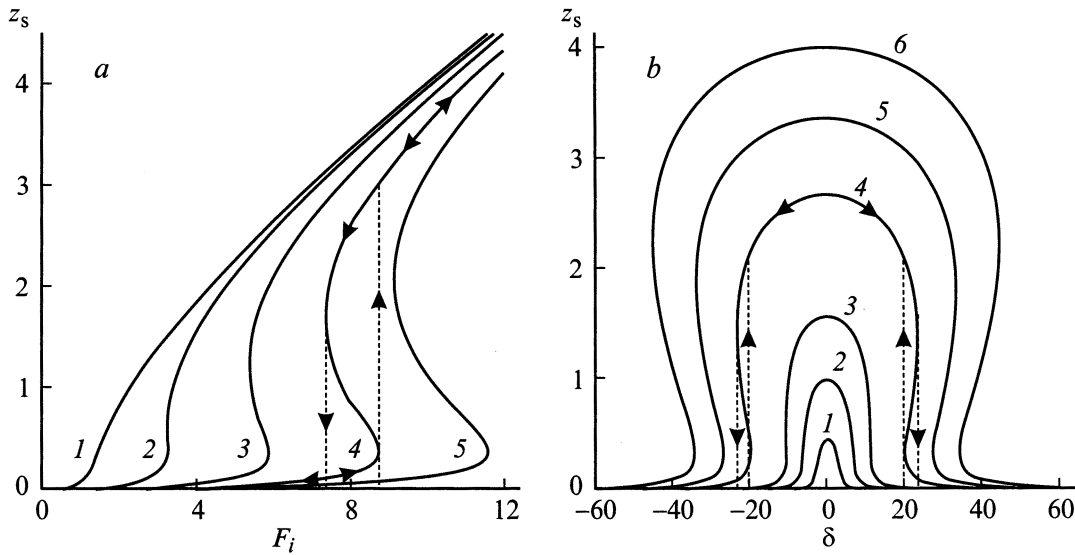


Рис. 1. Зависимость концентрации экситонов z_s в стационарном режиме от амплитуды поля F_i падающего импульса (а) при $\delta = 4$ (1), 10.8 (2), 20 (3), 30 (4), 40 (амплитудный гистерезис) (5) и (b) от расстройки резонанса δ при $F_i = 1$ (1), 2 (2), 3.23 (3), 6 (4), 8 (5), 10 (частотный гистерезис) (6).

откуда для z_s получаем нелинейное уравнение вида

$$z_s [(1 + z_s)^2 + \delta^2 / (1 + 3z_s)^2] = F_i^2. \quad (20)$$

Стационарная концентрация экситонов z_s в ТПП является нелинейной функцией амплитуды накачки F_i и расстройки резонанса δ . Из (20) следует, что $z_s \sim F_i^2 / (1 + \delta^2)$ при малых уровнях возбуждения и $z_s \sim F_i^{2/3}$ при больших уровнях возбуждения. Таким образом, с ростом уровня возбуждения кинетика генерации экситонов существенно изменяется. Рассматривая F_i^2 как функцию z_s (при фиксированном δ), легко показать, что при $|\delta| < \delta_c = \sqrt{(349 + 85\sqrt{17})/6} \approx 10.797$ она является однозначной, монотонно возрастающей функцией и имеет точку перегиба при $F_{ic} = \sqrt{(71 + 17\sqrt{17})/27} \approx 3.233$, где $z_c = (71 + 17\sqrt{17})/6 \approx 0.521$. При $|\delta| > \delta_c$ функция $F_i^2(z_s)$ имеет два экстремума при положительных значениях z_s . Что касается обратной функции $z_s(F_i)$, то она при $|\delta| < \delta_c$ является трехзначной в определенной области значений F_i .

Стационарная оптическая бистабильность

На рис. 1 представлены зависимости $z_s(F_i)$ при фиксированных значениях δ и $z_s(\delta)$ при фиксированных значениях F_i , а на рис. 2 — соответствующая им поверхность $z_s(F_i, \delta)$. Из рис. 1, а видно, что при расстройках резонанса $|\delta| < \delta_c$ имеет место монотонное увеличение плотности экситонов с ростом амплитуды поля E_i , т.е. зависимость $z_s(F_i)$ является нелинейной, но

однозначной (кривые 1, 2). Ситуация изменяется при $|\delta| > \delta_c$. При малых уровнях возбуждения имеет место линейная однозначная связь между плотностью экситонов в пленке и интенсивностью падающего излучения, т.е. $z_s \sim F_i^2 / (1 + \delta^2)$. Однако при больших уровнях возбуждения эта связь оказывается неоднозначной. Из рис. 1, а следует, что при увеличении амплитуды поля F_i плотность экситонов сначала монотонно растет вдоль нижней ветви гистерезисной кривой. При достижении критического значения амплитуды поля F_i дальнейшее его увеличение приводит к скачкообразному изменению плотности экситонов. Далее увеличение поля приводит к монотонному росту плотности экситонов вдоль верхней ветви гистерезисной кривой. Если теперь уменьшать амплитуду поля, двигаясь вдоль верхней ветви, то снова возникает скачок плотности экситонов, однако при меньшем значении амплитуды поля. Следовательно, при циклическом изменении (увеличении и уменьшении) амплитуды падающего поля имеет место скачкообразное изменение плотности экситонов, что приводит к формированию гистерезисной зависимости $z_s(F_i)$. Эти скачки показаны на кривой 4 на рис. 1, а. Ширина области гистерезиса тем больше, чем больше δ . Физическая причина возникновения гистерезиса состоит в концентрационном изменении дипольного момента экситонного перехода.

Представленный на рис. 1, а гистерезис является амплитудным гистерезисом, так как он получается при изменении амплитуды поля F_i и фиксированной расстройке резонанса δ (частоте падающей волны ω). Однако возможен также и частотный гистерезис, обусловленный изменением расстройки резонанса δ (частоты ω) при фиксированной амплитуде F_i . На рис. 1, б представлены графики частотного гистерезиса $z_s(\delta)$. Видно, что при низких уровнях возбуждения частотный гистерезис от-

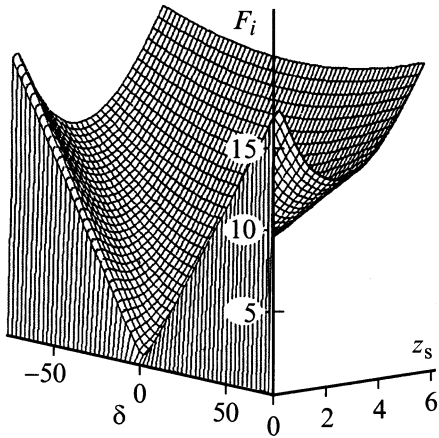


Рис. 2. Зависимость концентрации экситонов z_s от F_i и δ .

существует, кривая $z_s(\delta)$ представляет собой лоренциан. Гистерезис возникает при амплитудах поля $F_i > F_{ic}$. Ширина гистерезиса тем больше, чем больше F_i . Кривая $z_s(\delta)$ в этом случае представляет собой деформированный лоренциан. При циклическом изменении (увеличении и уменьшении) расстройки резонанса δ возникают два скачка в прямом направлении и два в обратном (кривая 4 на рис. 1, *b*), формирующие две области гистерезисного изменения $z_s(\delta)$ по и против часовой стрелки. На рис. 2 представлен трехмерный профиль зависимости $z_s(F_i, \delta)$, проекциями которого на плоскости (z_s, F_i) и (z_s, δ) являются рис. 1, *a, b*.

На рис. 3 показаны изменения стационарной фазы φ_s экситонной волны в зависимости от амплитуды накачки F_i при фиксированных значениях расстройки δ . Из (18), (19) следует, что $\varphi_s = \pi/2$ при $\delta = 0$. При низких уровнях возбуждения ($F_i \rightarrow 0$) получаем $\sin \varphi_s = (1 + \delta^2)^{-1/2}$, т.е. с ростом расстройки резонанса

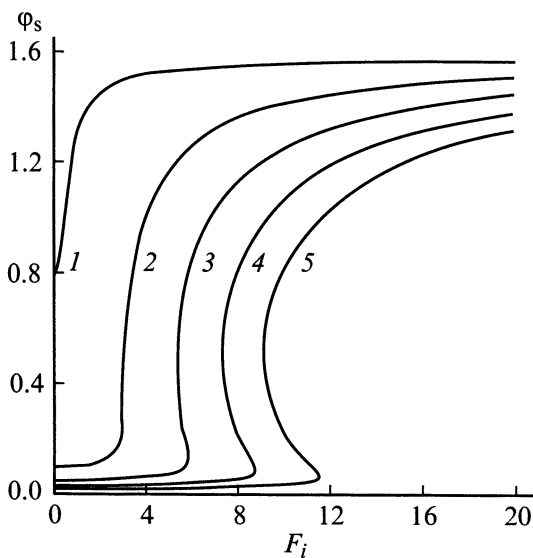


Рис. 3. Зависимость фазы φ_s волны экситонной поляризации среды от F_i при $\delta = 1$ (1), 2 (2), 3.23 (3), 6 (4), 8 (5).

фаза φ_s быстро убывает и обращается в нуль при $|\delta| \gg 1$. При $|\delta| < \delta_c$ фаза φ_s быстро растет с ростом амплитуды накачки F_i , а при $|\delta| > \delta_c$ она испытывает гистерезисное изменение при циклическом изменении F_i . При больших значениях амплитуды накачки ($F_i \gg 1$) стационарное значение фазы экситонной волны асимптотически стремится к $\pi/2$. Заметим далее, что в стационарном режиме в соответствии с (17)–(19) фаза φ_r прошедшей через ТПП волны совпадает с фазой φ_s экситонной волны.

Найденные зависимости $z_s(F_i, \delta)$ и $\varphi_s(F_i, \delta)$ непосредственно определяют поведение стационарных функций пропускания $F_t(F_i, \delta)$ и отражения $F_r(F_i, \delta)$. На рис. 4, *a* представлена зависимость амплитуды прошедшей волны F_t от амплитуды F_i поля накачки при различных значениях расстройки резонанса δ , полученная с использованием выражений (15) и (20). Видно, что при $|\delta| < \delta_c$ эта зависимость является нелинейной, но однозначной, а при $|\delta| > \delta_c$ функция $F_t(F_i)$ приобретает гистерезисное поведение. Ширина области гистерезиса тем больше, чем больше расстройка резонанса δ . При увеличении амплитуды падающей волны F_i амплитуда прошедшей волны F_t растет практически пропорционально F_i , т.е. имеет место линейная зависимость $F_t(F_i)$. Однако при некоторых критических значениях F_i , определяемых расстройкой резонанса δ , происходит скачок с верхней ветви гистерезисной кривой на нижнюю, пленка резко затемняется и при дальнейшем увеличении F_i пропускание монотонно убывает. При циклическом изменении F_i скачок функции F_t в прямом направлении больше скачка в обратном направлении. На рис. 4, *b* представлены аналогичные зависимости для интенсивности отраженной волны. На рис. 5 показан частотный гистерезис функции пропускания $F_t(\delta)$ при фиксированных значениях амплитуды F_i падающей волны. Видно, что существует критическое значение поля F_i , при которой пропускание становится бистабильным.

Устойчивость стационарных решений

Исследуем устойчивость полученных стационарных решений z_s и φ_s . Для этого используем уравнения (13), (14) и (18), (19). Положим $z = z_s + x$, $\varphi = \varphi_s + \psi$, где $|x| \ll z_s$ и $|\psi| \ll |\varphi_s|$ и линеаризуем систему уравнений (13), (14) относительно малых отклонений x и ψ от положения равновесия

$$\dot{x} = 2\sqrt{z_s}(1 + z_s) \left[F_i \cos \varphi_s \psi - \frac{3z_s + 1}{2\sqrt{z_s}} x \right], \quad (21)$$

$$\dot{\psi} = \frac{F_i}{\sqrt{z_s}} \left[\frac{3z_s - 1}{2z_s} \cos \varphi_s x - (3z_s + 1) \sin \varphi_s \psi \right]. \quad (22)$$

Поиск решений этой системы в виде $x = Ae^{\lambda\tau}$, $\psi = Be^{\lambda\tau}$ приводит к характеристическому уравнению для определения параметра λ , решения которого имеют вид

$$\lambda = -(z_s + 1)(3z_s + 1) \pm \frac{|\delta|}{3z_s + 1} \sqrt{(3z_s - 1)(z_s + 1)}. \quad (23)$$

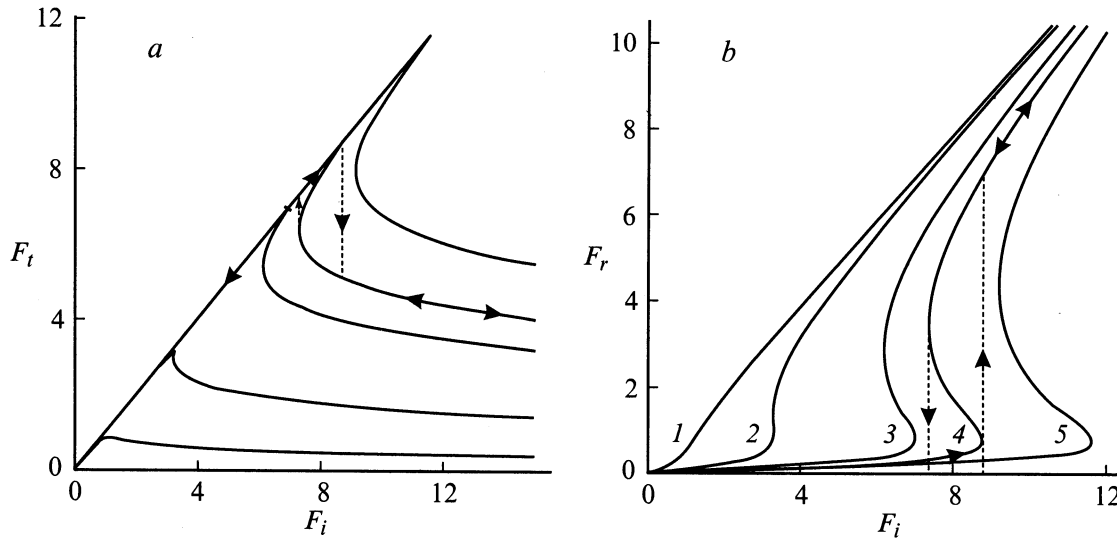


Рис. 4. Зависимость амплитуды поля прошедшего F_t (a) и отраженного F_r (b) импульсов от F_i при $\delta = 4$ (1), 10.8 (2), 20 (3), 30 (4), 40 (5).

Отсюда следует, что условием устойчивости полученных стационарных решений является неравенство

$$(3z_s + 1)^4(z_s + 1) > \delta^2(3z_s - 1), \quad (24)$$

которое совпадает с неравенством $\partial z_s / \partial F_i > 0$. Таким образом, все стационарные решения, имеющие положительный наклон касательной к кривой $z_s(F_i)$, являются устойчивыми. Неустойчивые решения соответствуют среднему участку гистерезисной кривой. Кроме того, из (23) следует, что кривая $z_s = 1/3$, которая в пространстве параметров (F_i, δ) выражается уравнением

$$\delta^2 = 4\left(3F_i^2 - \frac{16}{9}\right), \quad (25)$$

разделяет на фазовой плоскости стационарные точки (z_s, φ_s) , которые по одну сторону являются устойчивыми фокусами, а по другую — устойчивыми узлами. На рис. 6 представлена бифуркационная диаграмма на плоскости (F_i, δ) . Область III значений параметров F_i и δ между двумя кривыми соответствует неустойчивым решениям, расположенным на среднем участке бистабильной кривой $z_s(F_i)$ с отрицательным наклоном тангенса касательной. В свою очередь областям I и II значений параметров F_i и δ соответствуют устойчивые решения, которые на фазовой плоскости (x, y) представляют собой особые точки типа устойчивый узел (область I) и устойчивый фокус (область II). На рис. 7 представлен пример поведения фазовых траекторий системы уравнений (9)–(12) при $|\delta| > \delta_c$, из которого видно, как в нестационарном режиме фазовые траектории сходятся к устойчивому узлу либо устойчивому фокусу и разбегаются из седловой точки.

Особенности нестационарного пропускания ТПП в условиях точного резонанса

Рассмотрим теперь особенности нестационарного пропускания УКИ. Получить точные аналитические решения системы уравнений (9), (10) либо (13), (14) в общем случае не удастся, кроме одного частного случая — случая пропускания прямоугольного импульса в условиях точного резонанса $\delta = 0$. Если положить, что при $\tau = 0$ кристалл находился в основном состоянии, т. е. в нем отсутствовали экситоны, то из (9)–(13) следует, что $x(\tau) = 0$, $F_t''(\tau) = 0$, $F_r''(\tau) = 0$, т. е. в условиях точного резонанса синфазная компонента поляризации

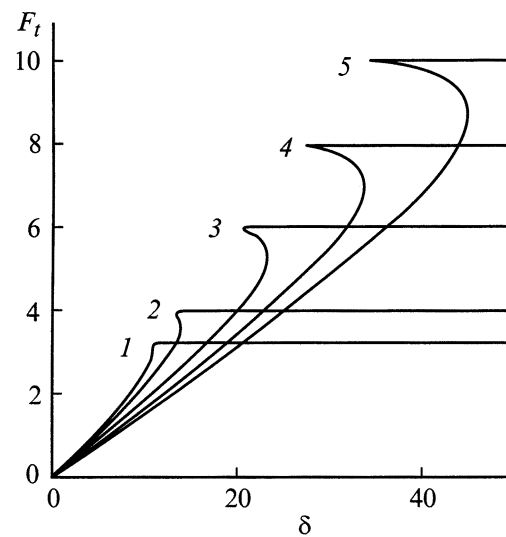


Рис. 5. Частотный гистерезис функции пропускания. $F_i = 3.23$ (1), 4 (2), 6 (3), 8 (4), 10 (5).

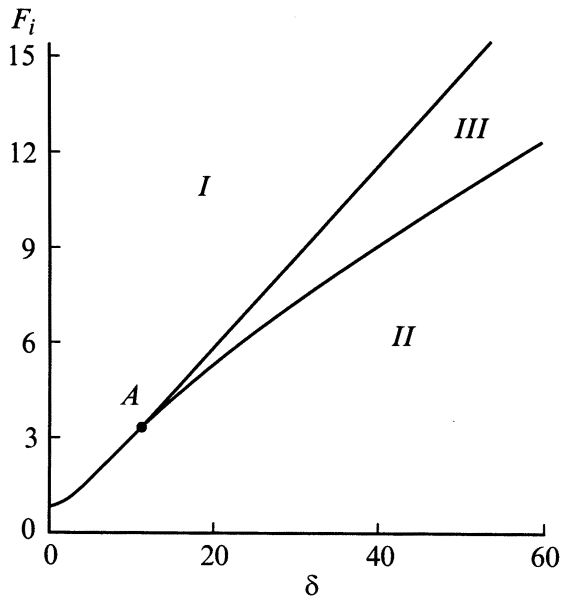


Рис. 6. Бифуркационные кривые системы (9)–(10) в пространстве параметров (F_i, δ) , разделяющие области устойчивых и неустойчивых решений.

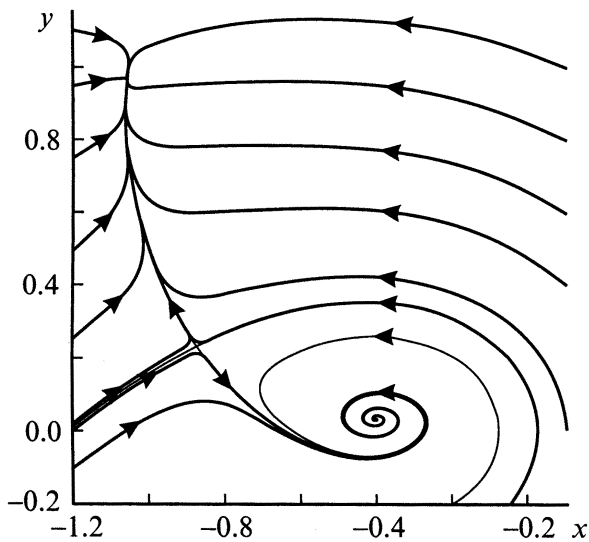


Рис. 7. Пример фазовых траекторий системы (9)–(10) в пространстве (x, y) при $\delta = 24$ и $F_i = 6.5$.

среды точно равна нулю, а вместе с ней равны нулю и мнимые компоненты полей прошедшего и отраженного импульсов, что свидетельствует об отсутствии фазовой модуляции этих импульсов. Если амплитуда падающего импульса $F_i = F_0 = \text{const}$, то из (10) следует, что скорость изменения мнимой компоненты поляризации среды $y(\tau)$ асимптотически стремится снизу к предельному значению y_1 , которое зависит только от F_0 и определяется из решения кубического уравнения $y_1(1 + y_1^2) = F_0$.

Это уравнение имеет один действительный корень

$$y_1 = 2^{-1/3} \left\{ \left[\left(F_0^2 + \frac{4}{27} \right)^{1/2} + F_0 \right]^{1/3} - \left[\left(F_0^2 + \frac{4}{27} \right)^{1/2} - F_0 \right]^{1/3} \right\} \quad (26)$$

и два комплексно сопряженных корня. Тогда решение уравнения (10) имеет вид

$$F_0 \tau = \arctg y - \frac{1}{3y_1^2 + 1} \left\{ y_1 \ln \left(1 - \frac{y}{y_1} \right) - \frac{y}{2} \times \ln \frac{y^2 + y y_1 + y_1^2 + 1}{y_1^2 + 1} + \frac{3y_1^2 + 2}{\sqrt{3y_1^2 + 4}} \times \left(\arctg \frac{2y + y_1}{\sqrt{3y_1^2 + 4}} - \arctg \frac{y_1}{\sqrt{3y_1^2 + 4}} \right) \right\}, \quad (27)$$

где y_1 определяется выражением (26).

Из (27) и рис. 8 видно, что амплитуда экситонной волны $y(\tau)$ (нормированная концентрация экситонов $z = y^2(\tau)$) на начальном этапе быстро растет со временем, затем ее рост замедляется и y асимптотически стремится к y_1 . Амплитуда прошедшего импульса F_t на начальном этапе быстро убывает, а на больших временах $\tau \gg \tau_0$ обращается в нуль, тогда как амплитуда отраженного импульса растет и стремится к F_0 при $\tau \gg \tau_0$. Стационарному режиму ($\tau \gg \tau_0$) соответствует полное отражение падающего импульса. Чем больше величина F_0 , тем быстрее устанавливается стационарное состояние. Следовательно, в условиях

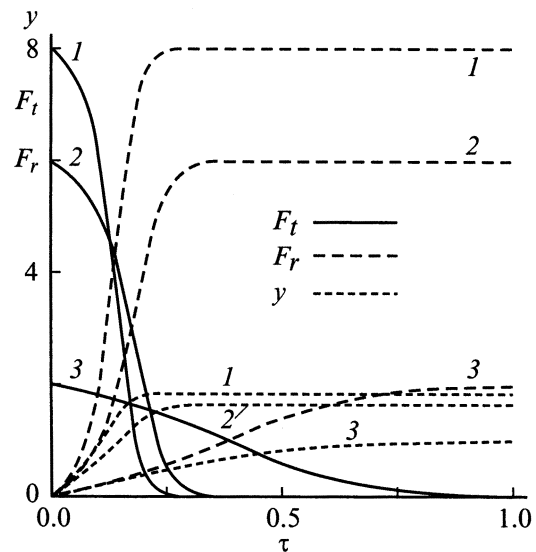


Рис. 8. Временная эволюция амплитуды F_t прошедшего и F_r отраженного импульсов и амплитуды экситонной волны y при $F_i = 8$ (1), 6 (2), 2 (3).

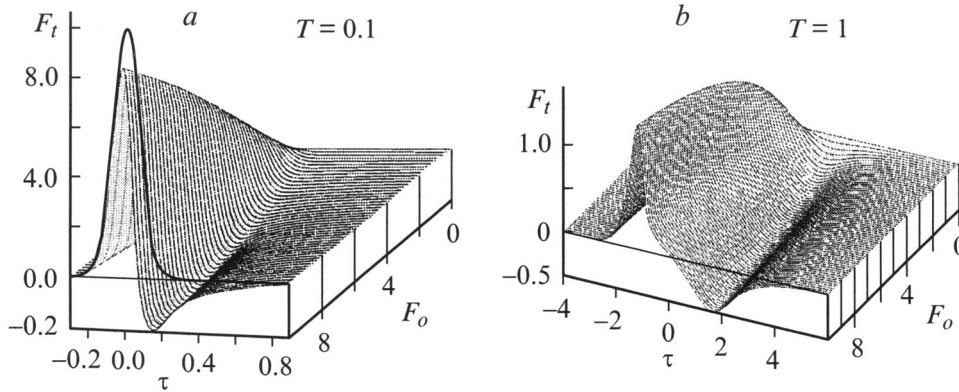


Рис. 9. Нестационарное пропускание гауссовских импульсов при длительностях $T = 0.1$ (a), 1 (b).

точного резонанса ТПП пропускает только передний фронт падающего импульса и практически полностью отражает задний фронт, формируя еще более короткий импульс в пропускании. Качественно этот результат согласуется с результатом, полученным ранее для ТПП из двухуровневых атомов [3–7]. Это объясняется тем, что поле проходящего через ТПП импульса складывается из поля падающего импульса и вторичного поля, индуцированного поляризацией среды, тогда как поле отраженного импульса формируется только вторичным полем. Поскольку индуцированное поляризацией поле, смещенное по фазе на π относительно падающего, растет со временем, то при постоянной амплитуде падающего импульса поле проходящего импульса может только убывать.

Рассмотрим теперь характер пропускания гауссовского импульса с амплитудой F_0 и полушириной T

$$F_i(\tau) = F_0 \exp(-\tau^2/T^2). \quad (28)$$

На рис. 9 представлены результаты численного интегрирования уравнений (9)–(12) при $\delta = 0$. Проходящий импульс имеет сложную структуру: он состоит фактически из двух субимпульсов. При длительности падающего импульса $\tau_{\text{pulse}} \ll \tau_0$ ($T \ll 1$) на фронте проходящий импульс сначала следует форме падающего импульса, после чего быстро достигает своего максимума, затем убывает, обращается в нуль, после этого меняет знак и формируется второй субимпульс (рис. 9, a). Амплитуда и полуширина первого субимпульса при $T \ll 1$ практически равны амплитуде и полуширине падающего импульса, тогда как второй субимпульс имеет малую амплитуду и большую полуширину. Это обусловлено тем, что при $T \ll 1$ за время прохождения импульса среда не успевает среагировать на него, поляризация среды существенно запаздывает во времени и формируется фактически на заднем хвосте падающего импульса. Таким образом, при $T \ll 1$ первый субимпульс формируется полем падающего импульса, тогда как второй субимпульс образуется за счет вторичного поля, индуцированного поляризацией среды. С ростом полуширины падающего

импульса (при фиксированной амплитуде) по-прежнему формируются два субимпульса, однако амплитуда первого субимпульса быстро убывает, одновременно убывает и амплитуда второго субимпульса, но гораздо медленнее. При $T \geq 1$ с ростом F_0 амплитуды обоих субимпульсов медленно растут, и при больших F_0 этот рост практически насыщается (рис. 9, b). Отсюда можно сделать вывод о существовании эффекта ограничения мощности проходящих через ТПП импульсов.

Особенности нестационарного пропускания ТПП при ненулевой расстройке резонанса

Рассмотрим теперь характер нелинейного пропускания ТПП при отличной от нуля расстройке резонанса. Проходящий (отраженный) импульс в этом случае является фазовомодулированным. На рис. 10, a представлены результаты численного исследования временной эволюции амплитуды прошедшей волны $F_t(\tau)$ при падении на ТПП прямоугольного импульса с амплитудой $F_i = 8$ и различных значениях расстройки резонанса δ . Видно, что при $\delta < \delta_c = 29.86$ (для заданного значения F_i), т. е. для значений δ из области I на рис. 6, эволюция прошедшего поля сводится к быстрому уменьшению амплитуды поля F_t со временем и установлению стационарного состояния, которое определяется уравнениями (15) и (20). Чем больше δ , тем больше стационарное значение амплитуды F_t , так как большие расстройки резонанса соответствуют области прозрачности пленки. Установление стационарного режима при $\delta < \delta_c$ происходит за время τ порядка $\tau \approx 0.2-0.3$ ($t \approx (0.2-0.3)\tau_0$). При δ , близких к δ_c , время установления стационарного состояния увеличивается (ср. кривые с $\delta = 29.2$ на рис. 10, a). Наконец, при $\delta > \delta_c$ имеет место осцилляционный режим установления стационарного состояния, так как эта область значений δ соответствует области II на рис. 6, где стационарные точки являются устойчивыми фокусами. На рис. 10, b показана эволюция системы

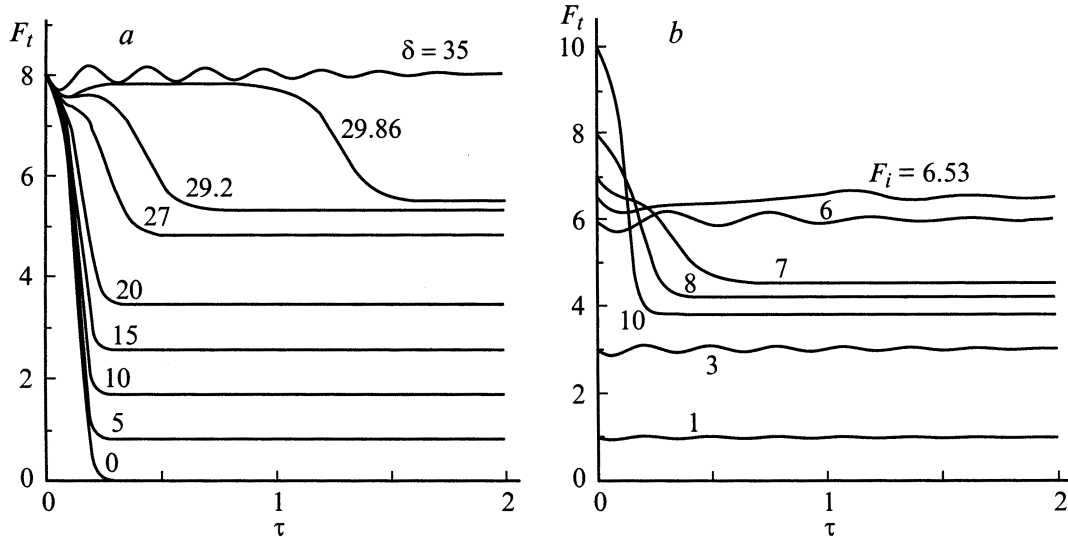


Рис. 10. Временная эволюция амплитуды поля F_t при $F_i = 8$ (а) и при $\delta = 24$ (б).

под действием прямоугольных импульсов с различными амплитудами, но фиксированной расстройкой резонанса (т.е. для вертикального среза на рис. 6). При малых амплитудах F_i , расположенных в области II на рис. 6, имеет место осцилляционный режим установления стационарного состояния, тогда как при больших F_i , расположенных в области I, имеет место быстрое уменьшение пропускания с установлением стационарного режима за время $t < \tau_0$. Отсюда видно, что при $\delta \neq 0$ имеет место остаточное пропускание ТПП.

На рис. 11 представлены графики временной эволюции амплитуд прошедшего и отраженного импульсов и плотности экситонов при падении на ТПП гауссовских импульсов (28) с амплитудой $F_0 = 10$, расстройкой резонанса $\delta = 24$ и различными полуширинами T . При такой расстройке резонанса, как следует из рис. 4, имеет место развитая бистабильность при стационарном пропускании (отражении). Из рис. 11 видно, что на начальном этапе форма проходящего импульса практически соответствует форме падающего, а концентрация экситонов исчезающе мала. В момент времени, когда амплитуда падающего импульса F_i соответствует критическому значению (при котором возникает скачкообразное изменение F_t с верхней ветви гистерезисной кривой на нижнюю на рис. 4, а), амплитуда проходящего импульса резко убывает, а концентрация экситонов резко увеличивается (в соответствии с рис. 1, а). Далее с ростом амплитуды падающего импульса амплитуда проходящего импульса медленно убывает, достигает своего минимума примерно в тот момент, когда падающий импульс достигает максимальной амплитуды. В этот же момент максимальной оказывается и плотность экситонов. При уменьшении амплитуды падающего импульса амплитуда проходящего импульса начинает медленно расти, а плотность экситонов начинает убывать. В момент

времени, когда амплитуда импульса оказывается равной критическому значению, соответствующему скачку с нижней ветви гистерезисной кривой на верхнюю на рис. 4, а, амплитуда проходящего импульса испытывает быстрый рост, а плотность экситонов падает. После этого амплитуда проходящего импульса убывает, причем это убывание имеет осцилляционный характер, который выражен тем ярче, чем меньше полуширина T падающего импульса. Из представленных зависимостей $F_t(F_i)$ и $F_r(F_i)$ на рис. 11 видно, что значительные отклонения от стационарного гистерезиса (рис. 4, а, б) возникают при малых полуширинах падающего импульса, тогда как при больших полуширинах (например, $T = 20$) эти зависимости практически совпадают со стационарными (рис. 4, а, б).

Отметим, что если амплитуда падающего импульса F_0 меньше критической при данном δ , то проходящий импульс по форме практически совпадает с формой падающего импульса, отражение очень слабое и функция пропускания имеет линейный характер.

Теорема площадей

Важным результатом в теории когерентного нелинейного распространения УКИ резонансного лазерного излучения обычно считается теорема площадей [15–17]. Следуя [17], установим такую теорему для экситонной области спектра с использованной выше нелинейностью. Введем площади прошедшего Θ и падающего Θ_i импульсов в виде

$$\Theta = \sqrt{\mu g} \int_{-\infty}^{\infty} E_i(t) dt, \quad \Theta_i = \sqrt{\mu g} \int_{-\infty}^{\infty} E_i(t) dt. \quad (29)$$

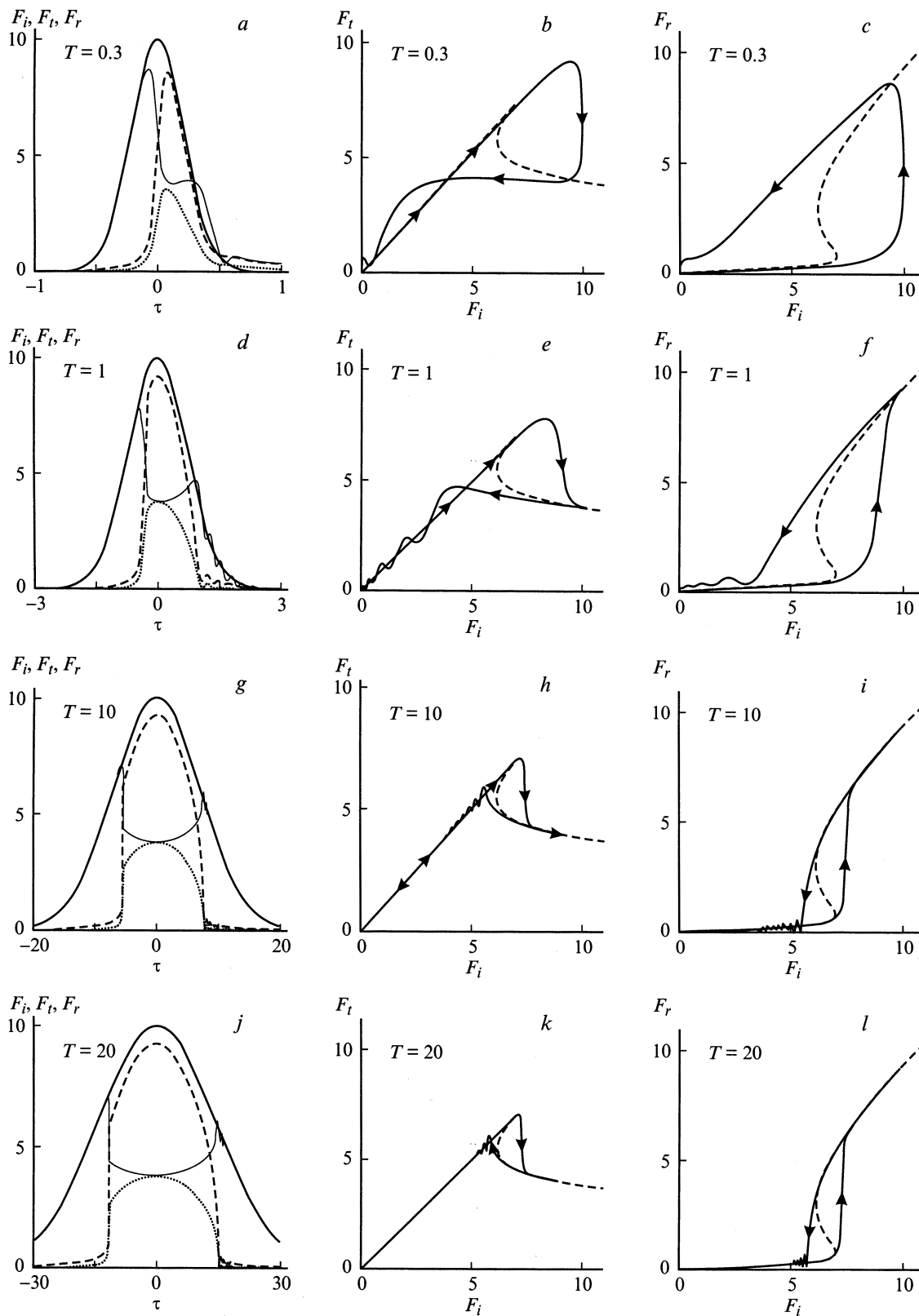


Рис. 11. Временная эволюция амплитуд прошедшего F_t (сплошные тонкие кривые) и отраженного F_r (штриховые кривые) импульсов, а также плотности z экситонов (пунктир), при падении на ТПП гауссовских импульсов (сплошные толстые кривые) с амплитудой $F_0 = 10$ и различными полуширинами T (*a, d, g, j*) и соответствующие им нестационарные гистерезисы в пропускании (*b, e, h, k*) и отражении (*c, f, i, l*). Штриховые кривые на рисунке *b, e, h, k* и *c, f, i, l* соответствуют стационарным условиям.

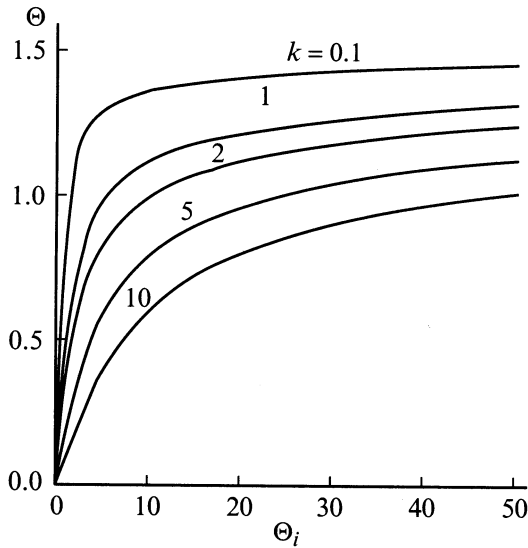


Рис. 12. Зависимость площади Θ прошедшего импульса от площади Θ_i падающего при различных значениях параметра k .

Будем считать, что длительность распространяющихся импульсов τ_p на много меньше времени релаксации экситонов τ_{rel} и система экситонов является неоднородно уширенной с функцией распределения $f(\Delta)$ по расстройкам резонанса Δ . Интегрируя систему уравнений (9)–(11) по времени, получаем следующее соотношение, связывающее площади падающего Θ_i и прошедшего Θ импульсов (теорема площадей),

$$\Theta_i = \Theta + k \operatorname{tg} \Theta \left(1 + \frac{5}{6} \operatorname{tg}^2 \Theta \right), \quad (30)$$

где $k = \pi f(0)/\tau_0$, $f(0)$ — функция распределения, взятая при $\Delta = 0$.

Если предположить, что $f(\Delta)$ является гауссианом с полушириной Δ_0 , то $k = \sqrt{\pi}(\Delta_0\tau_0)^{-1}$. Из (30) видно, что площадь проходящего импульса ограничена сверху $\Theta \rightarrow \pi/2$ при $\Theta_i \rightarrow \infty$. Таким образом, максимально возможная площадь проходящего импульса стремится снизу к $\pi/2$. На рис. 12 представлена зависимость $\Theta(\Theta_i)$ для ряда значений параметра k . Видно, что вначале площадь проходящего импульса Θ монотонно растет с ростом площади падающего импульса Θ_i , однако этот рост быстро насыщается. Чем больше параметр k , тем медленнее происходит насыщение. Таким образом, ТПП при учете эффекта концентрационного усиления дипольного момента экситонного перехода может функционировать как эффективный ограничитель проходящих импульсов по площадям.

Заключение

В заключение подытожим основные результаты исследования. Изучено пропускание (отражение) ТПП резонансного лазерного излучения в стационарном режиме

и в режиме сверхкоротких прямоугольных и гауссовских импульсов с учетом экситон-фотонного взаимодействия и эффекта усиления дипольного момента экситонного перехода при больших уровнях возбуждения. Показано, что в условиях точного резонанса ТПП пропускает только передний фронт падающего прямоугольного импульса и практически полностью отражает задний фронт, причем чем больше амплитуда падающего импульса, тем быстрее пленка "закрывается" в пропускании. При отличных от нуля расстройках резонанса пленка характеризуется осцилляционным режимом пропускания, который быстро затухает, и устанавливается остаточное пропускание, которое совпадает по величине со стационарным значением. Пропускание гауссовских импульсов характеризуется широким спектром возможностей их преобразования в зависимости от расстройки резонанса, амплитуды и полуширины. Показано, что чем больше полуширина падающего гауссовского импульса, тем меньше отличие нестационарной функции пропускания от бистабильной стационарной. Полученная теорема площадей предсказывает эффект ограничения площадей проходящих импульсов сверху, в чем можно убедиться также и из закономерностей нестационарного пропускания: неограниченное увеличение амплитуды сверхкороткого падающего импульса не приводит к существенному росту амплитуды проходящего.

Наряду с изученными эффектами пропускания простейших по форме импульсов представляет существенный интерес также исследование пропускания (отражения) коротких фазовомодулированных импульсов с учетом чирпинг-эффекта, слабых импульсов с гармонически меняющейся амплитудой в условиях постоянной накачки мощным импульсом у порога переключения. В этом случае возможен широкий спектр бифуркаций удвоения периода и возникновения хаотических режимов пропускания. Все эти вопросы будут рассмотрены в дальнейшем.

Список литературы

- [1] Хаджи П.И. Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1985. 231 с.
- [2] Хаджи П.И., Шибаршина Г.Д., Ротару А.Х. Оптическая бистабильность в системе когерентных экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1988. 121 с.
- [3] Рупасов В.И., Юдсон В.И. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. С. 2179. ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 494.
- [4] Захаров С.М., Манькин Э.А. // Поверхность. 1988. № 2. С. 137. Поверхность. 1989. № 7. С. 68. ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 800. ЖЭТФ. 1994. Т. 105. С. 1053.
- [5] Бенедикт М.Г., Зайцев А.И., Мальшев В.А., Трифонов Е.Д. // Опт. и спектр. 1990. Т. 68. С. 812.
- [6] Захаров С.М., Маймистов В.А., Манькин Э.А. и др. // Поверхность. 1989. № 12. С. 60.
- [7] Самсон А.М., Логвин Ю.А., Туровец С.И. // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. С. 1223.

- [8] Логвин Ю.А., Самсон А.М., Туровец С.И. // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. С. 1521.
- [9] Хаджи П.И., Гайван С.Л. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 11. С. 1831–1840. Квантовая электрон. 1995. Т. 22. № 9. С. 929–932. Там же. 1996. Т. 23. № 5. С. 451–454. Там же. 1996. Т. 23. № 9. С. 837–840. Там же. 1997. Т. 24. № 6. С. 532–535.
- [10] Давыдов А.С. Физика твердого тела. М.: Наука, 1976.
- [11] Ou F., Wei B.H., Yu K.W., Liu C.H.J. // Phys.: Condens. Matter. 1996. Vol. 8. P. 2957.
- [12] Abram I. // Phys. Rev. 1983. Vol. B28. P. 4433.
- [13] Хаджи П.И. Кинетика рекомбинационного излучения экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1977. 243 с.
- [14] Москаленко С.А. Введение в теорию экситонов большой плотности. Кишинев: Штиинца, 1983. 303 с.
- [15] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1979.
- [16] Полуэктов И.А., Попов Ю.М., Ройтберг В.С. // УФН. 1974. Т. 114. № 1. С. 87–131.
- [17] Алексеев В.А., Зельдович Б.Я. // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. № 5. С. 1078–1080.