

# Особенности взаимодействия УКИ лазерного излучения с тонкой пленкой полупроводника, обусловленные генерацией экситонов и биэкситонов

П.И.Хаджи, А.В.Коровай

*Исследовано нестационарное пропускание (отражение) двух разнесенных во времени УКИ лазерного излучения тонкими пленками полупроводника, в которых фотоны одного из импульсов при двухфотонном поглощении генерируют биэкситоны из основного состояния кристалла, а фотоны другого импульса вызывают оптическую экситон-биэкситонную конверсию. Обнаружен ряд принципиально новых эффектов при нестационарном пропускании (отражении) и предложена их интерпретация.*

**Ключевые слова:** экситон, биэкситон, ультракороткий импульс, пропускание.

## 1. Введение

Нелинейно-оптические явления с участием когерентных экситонов и биэкситонов в полупроводниках исследовались обычно на основе модели бесконечно протяженной среды (см., напр., [1, 2] и приведенные там ссылки). Однако в последние годы все больший научный и практический интерес вызывают нелинейно-оптические свойства размерно-ограниченных полупроводниковых структур, в частности тонких пленок. Своеобразная связь между полем электромагнитной волны, проходящей через тонкую пленку полупроводника (ТПП), и поляризацией среды приводит к ряду интересных физических эффектов [3–11].

Теоретически были изучены особенности нестационарного взаимодействия УКИ лазерного излучения с тонкими пленками, состоящими из двухуровневых и трехуровневых атомов [10], а также с ТПП, в которых возбуждаются экситоны и биэкситоны [11–14], при учете когерентных квантовых переходов и взаимодействий (экситон-фотонного взаимодействия, оптической экситон-биэкситонной конверсии, насыщения дипольного момента экситонного перехода, двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла). Оказалось, что падающий на ТПП сверхкороткий импульс лазерного излучения существенно видоизменяется при прохождении через пленку (отражении от пленки): в течение характерного времени реакции тонкая пленка может перейти в режим полного внутреннего отражения либо стать полностью прозрачной, вследствие чего проходящий импульс может разбиваться на последовательность еще более коротких субимпульсов, изменять амплитуду, полуширину и другие параметры.

Функциональные возможности такой пленки определяются амплитудой, полушириной и формой падающего импульса и являются чрезвычайно разнообразными и

многочисленными. Существенно разнообразны также и характеристики стационарного пропускания и отражения лазерного излучения ТПП. Полученные в [1–14] результаты касаются исследования особенностей взаимодействия с ТПП одиночных импульсов. Вместе с тем представляет интерес исследование реакции ТПП на два (и более) падающих импульса с разными амплитудами, частотами и полуширинами (огигающими), соответствующих различным квантовым переходам и типам взаимодействия света с элементарными возбуждениями среды. Интересны также исследования эффектов типа фотонного эха на двух разнесенных во времени УКИ с разными частотами.

Ниже представлены результаты исследования закономерностей взаимодействия двух УКИ когерентного лазерного излучения с ТПП, причем частота одного из импульсов находится в резонансе с частотой перехода в области  $M$ -полосы (в области оптической экситон-биэкситонной конверсии), а частота другого импульса обеспечивает резонансное двухфотонное возбуждение биэкситонов из основного состояния кристалла (рис.1). В этом случае первый импульс когерентно смешивает экситонное и биэкситонное состояния, что приводит к изменению энергетического спектра полупроводника и су-

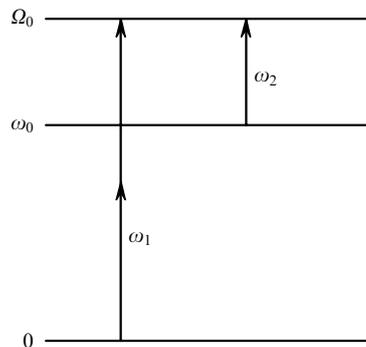


Рис.1. Схема энергетических уровней экситона и биэкситона, а также квантовых переходов под действием полей двух различных импульсов с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ .

щественно влияет на характер взаимодействия второго импульса со средой. Результаты экспериментального исследования так называемого эффекта Аутлера–Таунса на биэкситонах представлены в [15]. Данный эффект состоит в расщеплении биэкситонного (экситонного) уровня под действием поля мощного лазерного импульса. При этом фотоны мощного импульса находились в резонансе с частотой перехода в области  $M$ -полосы, а слабый зондирующий импульс возбуждал биэкситоны из основного состояния кристалла благодаря двухфотонному поглощению. Теория стационарного эффекта Аутлера–Таунса на биэкситонах была построена в [16]. В настоящей работе используется та же постановка задачи, что и в [15, 16], однако предполагается, что оба импульса являются сверхкороткими и взаимодействуют с ТПП.

## 2. Постановка задачи. Основные уравнения

Пусть на тонкую пленку кристалла  $\text{CuCl}$  с толщиной  $L$ , намного меньшей длины волны света  $\lambda$ , нормально падают два УКИ. Длительности импульсов считаем много меньшими времени релаксации экситонов (биэкситонов) в полупроводнике. В этих условиях процессы релаксации экситонов (биэкситонов) несущественны и взаимодействие света с экситонами и биэкситонами является когерентным. Гамильтониан взаимодействия экситонов и биэкситонов с полями обоих импульсов имеет вид

$$H = -\hbar\sigma(a^+bE_2^- + b^+aE_2^+) - \hbar\mu(b^+E_1^+E_1^- + bE_1^-E_1^+), \quad (1)$$

где  $E_2^+(E_2^-)$  – положительно(отрицательно)-частотная компонента поля импульса с частотой фотонов  $\omega_2$ , действующего в области  $M$ -полосы;  $\omega_2 \simeq \omega_M = \Omega_0 - \omega_0$ ;  $\omega_M$  – частота перехода в области  $M$ -полосы;  $\Omega_0$  и  $\omega_0$  – собственные частоты биэкситонного и экситонного переходов соответственно;  $E_1^+(E_1^-)$  – положительно(отрицательно)-частотная компонента поля импульса с частотой фотонов  $\omega_1 \simeq \Omega_0/2$ , возбуждающего биэкситоны из основного состояния кристалла благодаря двухфотонному поглощению;  $a(b)$  – амплитуда экситонной (биэкситонной) волны поляризации;  $\sigma$  – константа оптической экситон-биэкситонной конверсии [1, 2];  $\mu$  – константа двухфотонного возбуждения биэкситонов [1, 2]. Поскольку энергия связи биэкситона в кристалле  $\text{CuCl}$  достаточно велика ( $\sim 30$ – $40$  мэВ), то фотоны с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  не могут возбуждать экситоны из основного состояния кристалла в силу большой расстройки резонанса. По этой причине в гамильтониане (1) учтены только два наиболее сильных квантовых перехода, как и в [15, 16].

Используя (1), легко получить гейзенберговские (материальные) уравнения, описывающие временную эволюцию амплитуд экситонной и биэкситонной волн поляризации среды. В условиях точного резонанса, когда  $2\omega_1 = \Omega_0$  и  $\omega_2 = \omega_M = \Omega_0 - \omega_0$ , эти уравнения имеют вид

$$i\dot{a} = -\sigma bE_2^-, \quad (2)$$

$$i\dot{b} = -\sigma aE_2^+ - \mu E_1^+E_1^+. \quad (3)$$

Следуя [11–14], получаем в качестве граничных условий два уравнения для амплитуд полей  $E_1^+$  и  $E_2^+$  в пленке (амплитуд прошедших через ТПП импульсов):

$$E_1^+ = E_{i1} + i\alpha_1 E_1^- b, \quad (4)$$

$$E_2^+ = E_{i2} + i\alpha_2 a^+ b, \quad (5)$$

где  $E_{i1}$  и  $E_{i2}$  – амплитуды полей (огibaющие) падающих на ТПП импульсов, которые считаем действительными величинами;  $\alpha_1 = 2\pi\hbar\omega_1\mu L/c$ ;  $\alpha_2 = 2\pi\hbar\omega_2\sigma L/c$ . Кроме того, полагаем, что в начальный момент времени кристалл находился в основном состоянии, т. е. в нем отсутствовали экситоны и биэкситоны.

Представляя макроскопические амплитуды в виде суммы действительных и мнимых компонент:

$$a = u + iv, \quad b = z + iw, \quad E_1^+ = E_1 + iF_1, \quad E_2^+ = E_2 + iF_2, \quad (6)$$

легко убедиться, что  $v(t) = 0$ ,  $z(t) = 0$ ,  $F_1(t) = 0$  и  $F_2(t) = 0$  при точном резонансе и нулевых начальных условиях для материальных переменных ( $a|_{t=0} = b|_{t=0} = 0$ ). Поэтому система уравнений (2)–(5) приводится к виду

$$\dot{u} = -\sigma E_{i2}w + \alpha_2\sigma w^2, \quad (7)$$

$$\dot{w} = \sigma E_{i2}u - \alpha_2\sigma u^2w + \mu E_{i1}^2(1 + \alpha_1w)^{-2}, \quad (8)$$

$$E_1 = E_{i1}(1 + \alpha_1w)^{-1}, \quad (9)$$

$$E_2 = E_{i2} - \alpha_2uw. \quad (10)$$

Следовательно, мнимые компоненты полей прошедших импульсов равны нулю, т. е. отсутствует фазовая модуляция проходящих импульсов.

Получить точные аналитические решения системы уравнений (7)–(10) при произвольных  $E_{i1}$  и  $E_{i2}$  не удастся. Из (7) и (8) легко найти соотношение, показывающее, что сумма концентраций экситонов  $n = u^2$  и биэкситонов  $N = w^2$  в любой момент времени определяется только импульсом накачки  $E_{i1}(t)$  и не зависит от импульса накачки  $E_{i2}(t)$ , т. к. последний превращает экситоны в биэкситоны и обратно с сохранением их общего числа:

$$u^2 + w^2 = 2\mu \int_{-\infty}^t E_{i1}^2(t')w(t')dt' = 2\mu \int_{-\infty}^t E_{i1}^2(t')[1 + \alpha_1w(t')]^{-2}w(t')dt'. \quad (11)$$

## 3. Обсуждение результатов

### 3.1. Пропускание $\delta$ -образного и ступенчатого импульсов

Рассмотрим ряд частных случаев решения системы уравнений (7), (8) для различных форм огibaющих  $E_{i1}(t)$  и  $E_{i2}(t)$  падающих импульсов. Предположим, что в момент времени  $t = 0$  на систему, находящуюся в основном состоянии, действуют  $\delta$ -образный импульс накачки  $E_{i1}(t) = E_{i1}\delta(t/T)$ , где  $T$  – параметр, характеризующий полуширину размазанного  $\delta$ -образного импульса, а также прямоугольный импульс  $E_{i2}(t) = E_{i2}\mathcal{Y}(t)$ , где  $\mathcal{Y}(t)$  – функция Хевисайда. Из (7) и (8) видно, что роль  $\delta$ -образного импульса состоит в создании в момент времени  $t = 0$  системы биэкситонов с амплитудой  $w_0 = \mu E_{i1}^2 T$ . При

этом плотность экситонов равна нулю. Тогда система при  $t > 0$  эволюционирует под действием только импульса  $E_{i2}(t)$ . Вообще говоря, можно считать также, что импульс  $E_{i2}(t)$  включается в любой момент времени  $t > 0$  после окончания действия импульса  $E_{i1}(t)$ , создав определенную концентрацию биэкситонов. Этот случай соответствует раздельному и независимому действию двух разнесенных во времени импульсов. Из (7) и (8) видно, что эволюция в данном случае описывается связанными уравнениями

$$\dot{u} = -\sigma E_2 w, \quad \dot{w} = \sigma E_2 u, \quad (12)$$

которые при начальных условиях  $w|_{t=0} = w_0 = \mu E_{i1}^2 T$  и  $u|_{t=0} = 0$  имеют решения

$$w = w_0 \cos \vartheta_2, \quad u = -w_0 \sin \vartheta_2, \quad (13)$$

где площадь импульса  $\vartheta_2$  выражается формулой

$$\vartheta_2 = \sigma \int_{-\infty}^t E_2(t') dt'. \quad (14)$$

Тогда из (10) и (13) следует уравнение

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = F_{i2} + \sin \psi, \quad (15)$$

где

$$\tau = \frac{t}{\tau_0}; \quad \psi = 2\vartheta_2; \quad F_{i2} = \frac{2E_{i2}}{\alpha_2 \mu^2 T^2 E_{i1}^4}; \quad \tau_0^{-1} = \alpha_2 \sigma w_0^2. \quad (16)$$

Решая уравнение (15) и используя затем соотношения (13) и (14), легко найти выражение для огибающей прошедшего через ТПП импульса  $E_2(\tau)$ . Эволюция системы определяется параметром  $F_{i2}$ . При  $F_{i2} < 1$  получаем

$$E_2(\tau) = \frac{(1 - F_{i2}^2)/(2\sigma\tau_0)}{\cosh \left[ (1 - F_{i2}^2)^{1/2} \tau - \operatorname{artanh}(1 - F_{i2}^2)^{1/2} \right] - F_{i2}}. \quad (17)$$

Из (17) видно, что огибающая импульса  $E_2(\tau)$  в момент времени

$$\tau = \frac{1}{(1 - F_{i2}^2)^{1/2}} \operatorname{artanh}(1 - F_{i2}^2)^{1/2} \quad (18)$$

достигает максимума  $E_2^{\max} = (1 + F_{i2})/(2\sigma\tau_0)$ . Отношение  $E_2^{\max}/E_2(0) = 1 + F_{i2}^{-1}$ , и оно тем больше, чем меньше  $F_{i2}$ . При  $F_{i2} > 1$  решение для огибающей проходящего импульса имеет вид

$$E_2(\tau) = \frac{F_{i2}^2 - 1}{2\sigma\tau_0} \times \left\{ F_{i2} - \sin \left[ (F_{i2}^2 - 1)^{1/2} \tau + \arctan(F_{i2}^2 - 1)^{-1/2} \right] \right\}^{-1}. \quad (19)$$

Наконец, при  $F_{i2} = 1$  из (17) и (19) получаем

$$E_2(\tau) = (\sigma\tau_0)^{-1} [1 + (\tau - 1)^2]^{-1}. \quad (20)$$

Из решений (17)–(20) и рис.2 следует, что при  $F_{i2} < 1$  амплитуда поля  $E_2(\tau)$  проходящего через ТПП импульса сначала быстро растет, доходит до максимума, затем быстро убывает и при  $\tau \gg 1$  пленка превращается в

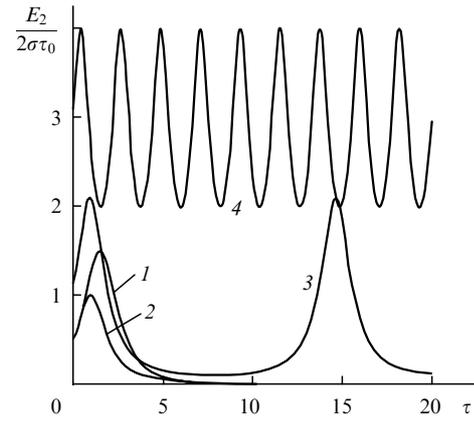


Рис.2. Форма огибающих прошедшего импульса  $E_2(\tau)/(2\sigma\tau_0)$  при падении на ТПП  $\delta$ -образного импульса в экситонной области спектра и ступенчатого импульса в области  $M$ -полосы с нормированной амплитудой  $F_{i2} = 0.5$  (1), 1 (2), 1.1 (3) и 3 (4).

идеальное зеркало для прямоугольных УКИ. Если же  $F_{i2} > 1$ , то в этом случае пленка преобразует УКИ в цуг еще более коротких импульсов, т. е. пропускание имеет осцилляционный характер. Период осцилляций  $\tau_1 = 2\pi \times (F_{i2}^2 - 1)^{-1/2}$  тем меньше, чем больше амплитуда  $F_{i2}$  падающего сигнала. При этом выражения для минимальной и максимальной амплитуд проходящего через ТПП импульса имеют вид

$$E_2^{\min} = \frac{F_{i2} - 1}{2\sigma\tau_0}, \quad E_2^{\max} = \frac{F_{i2} + 1}{2\sigma\tau_0}. \quad (21)$$

Следовательно, глубина модуляции проходящего импульса тем больше, чем ближе  $F_{i2}$  к единице. Колебания  $E_2(\tau)$  в этом случае имеют вид резких, далеко отстоящих друг от друга пиков. При больших  $F_{i2}$  ( $F_{i2} \gg 1$ ) колебания  $E_2(\tau)$  представляют собой мелкую рябь на высоком фоне:

$$E_2(\tau) = \frac{F_{i2} + \sin(F_{i2}\tau)}{2\sigma\tau_0}. \quad (22)$$

Отношение полуширины  $\Delta\tau$  возникающих импульсов к периоду  $\tau_1$  есть  $\Delta\tau/\tau_1 = 1/2 - \pi^{-1} \arcsin F_{i2}^{-1}$ .

### 3.2. Пропускание гауссова и прямоугольного импульсов

Аналогичные результаты получаем в случае, когда огибающие падающих импульсов  $E_{i1}(t)$  и  $E_{i2}(t)$  не являются прямоугольными. На рис.3 представлены результаты численного решения системы уравнений (7)–(10) для разнесенных во времени гауссова импульса  $E_{i1}(t) = E_{i1} \exp(-t^2/T^2)$  и короткого прямоугольного импульса  $E_{i2}(t) = E_{i2} \vartheta(t - \Delta t)$ , причем время задержки  $\Delta t$  импульса  $E_{i2}(t)$  относительно пика импульса  $E_{i1}(t)$  больше полуширины  $T$ . В этом случае выражение для огибающей проходящего через ТПП импульса  $E_1(t)$  имеет вид

$$E_1(t) = E_{i1} \exp\left(-\frac{t^2}{T^2}\right) \left\{ \frac{3\sqrt{\pi}\alpha_1\mu E_{i1}^2 T}{2\sqrt{2}} \left[ 1 - \Phi\left(\sqrt{2} \frac{t}{T}\right) \right] \right\}^{-1/3}, \quad (23)$$

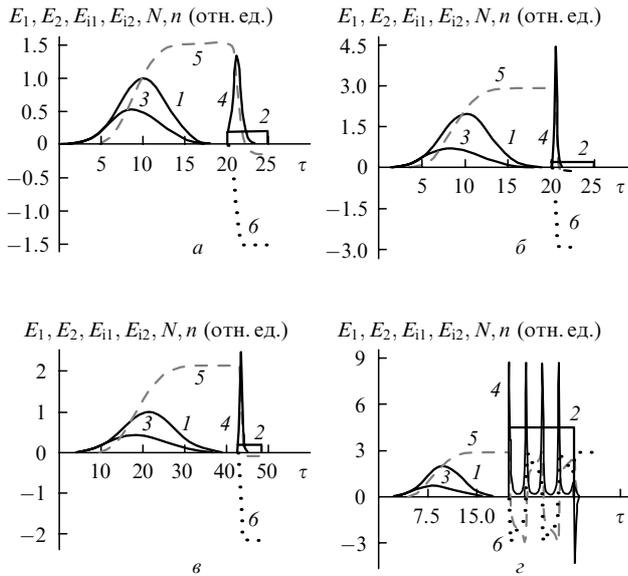


Рис.3. Форма огибающих падающих импульсов: гауссова импульса  $E_{11}(\tau)$  в экситонной области спектра (1) и прямоугольного импульса  $E_{12}(\tau)$  в области  $M$ -полосы (2), форма огибающих соответствующих прошедших импульсов  $E_1(\tau)$  (3) и  $E_2(\tau)$  (4), а также временная эволюция концентраций биэкситонов  $N$  (5) и экситонов  $n$  (6) для  $E_{11} = 1$ ,  $E_{12} = 0.2$ ,  $T/\tau_0 = 4$  (а),  $E_{11} = 2$ ,  $E_{12} = 0.2$ ,  $T/\tau_0 = 4$  (б),  $E_{11} = 1$ ,  $E_{12} = 0.2$ ,  $T/\tau_0 = 8$  (в),  $E_{11} = 2$ ,  $E_{12} = 4.5$ ,  $T/\tau_0 = 4$  (г).

где  $\Phi(x)$  – функция вероятности [17, 18]. Из рис.3 видно, что амплитуда проходящего импульса  $E_1(\tau)$  меньше амплитуды падающего импульса  $E_{11}$ , а максимум проходящего импульса приходится на более ранний момент времени, чем максимум падающего. Это обусловлено тем, что часть энергии первого импульса  $E_{11}(\tau)$  расходуется на генерацию системы биэкситонов в пленке, плотность которых тем больше, чем больше амплитуда  $E_{11}$  и полуширина  $T$ . Поскольку в системе отсутствуют экситоны, то, следовательно, имеет место инверсия населенности экситонного и биэкситонного уровней на частоте перехода  $\omega_M$  (в области  $M$ -полосы). Тогда фотоны второго импульса с огибающей  $E_{12}(\tau)$  и частотой  $\omega_2 = \omega_M$ , попадая в пленку, вызывают быстрый индуцированный сброс биэкситонов, которые рекомбинируют с образованием экситонов и фотонов с частотой  $\omega_2 = \omega_M$ . В результате этого возникает УКИ излучения с огибающей  $E_2(\tau)$ , причем, как видно из рис.3,а–в, его ширина убывает, а амплитуда растет с ростом амплитуды (ширины) падающего импульса  $E_{11}(\tau)$ . Из рис.3 также видно, что концентрация биэкситонов практически не меняется со временем к моменту падения на ТПП второго импульса.

При увеличении длительности и амплитуды второго импульса возможна генерация цуга сверхкоротких импульсов (пиков) излучения на частоте  $\omega_2 = \omega_M$ , т. е. ТПП эффективно преобразует падающий импульс  $E_{12}(\tau)$  в цуг еще более коротких импульсов, ширина которых на один-два порядка меньше ширины падающего импульса (рис.3,г). При этом чем больше амплитуда ступенчатого импульса  $E_{12}$ , тем меньше его ширина и скважность и тем больше амплитуда каждого из субимпульсов цуга и уровень фона, относительно которого осциллируют субимпульсы. Представленный на рис.3,г случай отвечает слабому фону. Отметим также, что временная последовательность прохождения импульсов соответствует последовательности их падения на пленку.

### 3.3. Пропускание двух разнесенных гауссовых импульсов

На рис.4 приведены результаты численного интегрирования уравнений (7)–(10) для случая, когда на ТПП один за другим (сначала  $E_{11}(\tau)$ , затем  $E_{12}(\tau)$ ) падают два гауссовых импульса с различными амплитудами и полуширинами, пики которых разнесены во времени. Из рис.4,а видно, что импульс  $E_{11}(\tau)$  генерирует биэкситоны и выходящий импульс  $E_1(\tau)$  в определенной степени подобен падающему импульсу  $E_{11}(\tau)$ . Интерес представляет то обстоятельство, что далеко на заднем фронте импульса  $E_1(\tau)$  и на исчезающе малом по амплитуде переднем фронте (крае) импульса  $E_{12}(\tau)$  вдруг возникает резкий сверхкороткий импульс излучения  $E_2(\tau)$  на частоте  $\omega_2 = \omega_M$ . Создается впечатление, что следствие (появление импульса  $E_2(\tau)$ ) опережает причину (падение на пленку импульса  $E_{12}(\tau)$ ). Дело в том, что передний фронт падающего импульса  $E_{12}(\tau)$  с исчезающе малой амплитудой вызывает быстрый индуцированный сброс инверсии, созданной первым импульсом, причем процесс ускоряется по мере его протекания.

На рис.4,б представлены аналогичные результаты, но для случая, когда амплитуда второго падающего импульса в несколько раз больше, чем на рис.4,а. Из рис.4,б видно, что сразу же после излучения первого импульса  $E_1(\tau)$  биэкситонов в кристалле не остается, но зато появляются экситоны. Далее со временем растет амплитуда падающего импульса  $E_{12}(\tau)$ , который постепенно переводит экситоны в биэкситоны. В некоторый момент времени в окрестности пика импульса  $E_{12}(\tau)$  возникает второй пик излучения  $E_2(\tau)$ , причем второй генерируемый импульс короче первого. После этого задний фронт падающего импульса  $E_{12}(\tau)$  проходит через ТПП, создавая определенную концентрацию экситонов.

На рис.4,в приведены аналогичные результаты для случая, когда пиковая амплитуда импульса  $E_{12}(\tau)$  сохра-

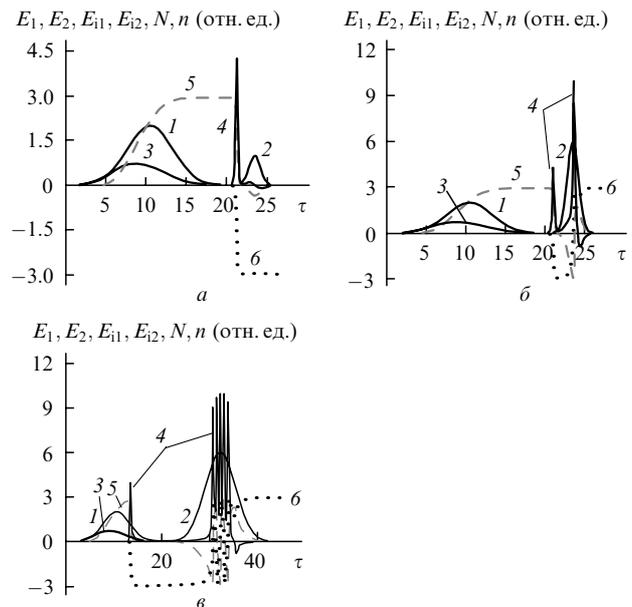


Рис.4. Форма огибающих падающих гауссовых импульсов: импульса  $E_{11}(\tau)$  с полушириной  $T_1/\tau_0$  в экситонной области спектра (1) и импульса  $E_{12}(\tau)$  с полушириной  $T_2/\tau_0$  в области  $M$ -полосы (2), форма огибающих соответствующих прошедших импульсов  $E_1(\tau)$  (3) и  $E_2(\tau)$  (4), а также временная эволюция концентраций биэкситонов  $N$  (5) и экситонов  $n$  (6) для  $E_{11} = 2$ ,  $E_{12} = 1$ ,  $T_1/\tau_0 = 4$ ,  $T_2/\tau_0 = 1$  (а),  $E_{11} = 2$ ,  $E_{12} = 6$ ,  $T_1/\tau_0 = 4$ ,  $T_2/\tau_0 = 1$  (б),  $E_{11} = 2$ ,  $E_{12} = 6$ ,  $T_1/\tau_0 = 4$ ,  $T_2/\tau_0 = 4.5$  (в).

няется, но его полуширина больше, чем на рис.4,б. Видно, что реакция пленки несколько иная: по-прежнему генерируется сначала уединенный сверхкороткий импульс  $E_2(\tau)$  на переднем крае падающего импульса  $E_{i2}(\tau)$ , затем в окрестности пика импульса  $E_{i2}(\tau)$  быстро генерируются один за другим пять сверхкоротких импульсов  $E_2(\tau)$ , после чего задний фронт падающего импульса создает экситонную поляризацию среды и полностью отражается от пленки. Таким образом, реакция пленки на падение гауссова импульса  $E_{i2}(\tau)$  в области  $M$ -полосы определяется амплитудой и полушириной этого импульса. Отметим, что при меньшей амплитуде импульса  $E_{i2}(\tau)$  излучение на частоте этого импульса не проходит через пленку, а полностью отражается от нее.

**3.4. Пропускание прямоугольного и гауссова импульсов**

Чрезвычайно интересным является прохождение импульсов в обратной последовательности их падения: сначала падает прямоугольный импульс  $E_{i2}(\tau)$ , а затем с некоторой задержкой гауссов импульс  $E_{i1}(\tau)$  (рис.5). Время задержки порядка полуширин импульсов. Отметим, что импульсы  $E_{i1}(\tau)$  и  $E_{i2}(\tau)$  хотя и очень мало или даже исчезающе мало, но перекрываются. В этом случае импульс  $E_{i2}(\tau)$  сразу же проходит через ТПП как через абсолютно прозрачную среду, т. к. в ней практически отсутствуют экситоны и биэкситоны. Тем не менее начальная часть переднего фронта гауссова импульса  $E_{i1}(\tau)$  с очень малой амплитудой вызывает появление очень малой концентрации биэкситонов, которые фотонами импульса  $E_{i2}(\tau)$  сразу же превращаются в экситоны. После окончания действия импульса  $E_{i2}(\tau)$  импульс  $E_{i1}(\tau)$  продолжает генерировать биэкситоны, концентрация которых быстро растет и которые в отсутствие поля на частоте  $\omega_2$  и при очень малой концентрации экситонов не

могут полностью рекомбинировать. Поэтому импульс  $E_{i1}(\tau)$  постепенно проходит через пленку, одновременно увеличивая плотность биэкситонов. Однако с течением времени возникают условия для сброса образовавшейся инверсии в области  $M$ -полосы благодаря экситон-биэкситонному индуцированию в отсутствие фотонов с частотой  $\omega_2$  и излучения УКИ на частоте  $\omega_2$  далеко на заднем фронте импульса  $E_{i1}(\tau)$ .

Из рис.5,а видно, что при малой амплитуде падающего импульса  $E_{i1}(\tau)$  проходящий через пленку второй импульс  $E_2(\tau)$ , генерируемый на частоте  $\omega_2$ , отстоит далеко от пика падающего импульса, имеет малую амплитуду и значительную полуширину. Процесс возникновения импульса  $E_2(\tau)$  и эволюция поляризации среды носят «летаргический» характер. В течение длительного промежутка времени только плотность биэкситонов отлична от нуля и практически остается неизменной, после чего возникают катастрофически быстрые изменения плотности биэкситонов и экситонов и амплитуды генерируемого поляризацией среды вторичного излучения.

Из рис.5,а,б также следует, что с ростом амплитуды падающего импульса  $E_{i1}(\tau)$  уменьшается длительность «летаргической» эволюции поляризации среды, т. е. уменьшается задержка, увеличивается амплитуда и уменьшается длительность генерируемого импульса  $E_2(\tau)$ . При значительных амплитудах падающего импульса  $E_{i1}(\tau)$  генерируемый на частоте  $\omega_2$  импульс может иметь амплитуду, превышающую амплитуду падающего импульса, причем полуширина генерируемого импульса существенно уменьшается. Увеличение полуширины падающего импульса  $E_{i1}(\tau)$  также приводит к увеличению амплитуды и уменьшению полуширины генерируемого импульса и к уменьшению времени задержки его относительно пика импульса  $E_{i1}(\tau)$ . Что касается амплитуды и полуширины падающего импульса  $E_{i2}(\tau)$ , то их изменение не влияет на параметры генерируемого на частоте  $\omega_2$  импульса  $E_2(\tau)$ .

Таким образом, после прохождения пленки на частоте  $\omega_2$  возникают два разнесенных во времени импульса. Следует отметить, что при отражении от пленки можно наблюдать только один импульс на частоте  $\omega_2$ : в момент времени, когда проходит первый импульс, отражение отсутствует, тогда как в момент генерации второго импульса точно такой же по форме импульс возникает и при отражении. Это обусловлено тем, что второй импульс порождается переменной во времени поляризацией среды, которая генерирует в обе стороны от пленки одинаковое вторичное излучение. Следовательно, можно утверждать, что от пленки «отражается» импульс в условиях, когда падающий на нее импульс отсутствует или, точнее, когда «отраженный» от пленки импульс возникает с огромной задержкой после падения импульса  $E_{i2}(\tau)$ .

**4. Заключение**

Таким образом, рассмотренные случаи взаимодействия разнесенных во времени УКИ лазерного излучения приводят к выводу, что при падении на ТПП  $\delta$ -образного либо гауссова импульса в области двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла и короткого прямоугольного либо гауссова импульса в области  $M$ -полосы ТПП может терять прозрачность на частоте  $M$ -полосы либо преобразо-

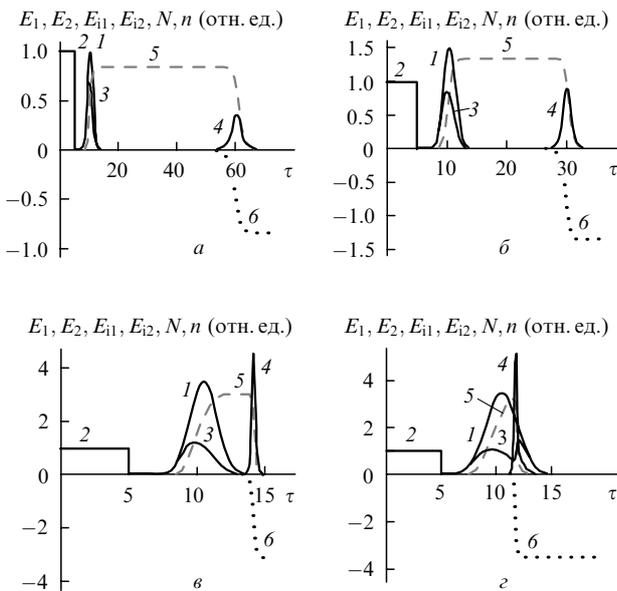


Рис.5. Форма огибающих падающих импульсов: гауссова импульса  $E_{i1}(\tau)$  в экситонной области спектра (1) и прямоугольного импульса  $E_{i2}(\tau)$  в области  $M$ -полосы (2), форма огибающих соответствующих прошедших импульсов  $E_1(\tau)$  (3) и  $E_2(\tau)$  (4), а также временная эволюция концентраций биэкситонов  $N$  (5) и экситонов  $n$  (6) для  $E_{i1} = 1, E_{i2} = 1, T/\tau_0 = 1.5$  (а),  $E_{i1} = 1.5, E_{i2} = 1, T/\tau_0 = 1.5$  (б),  $E_{i1} = 3.5, E_{i2} = 1, T/\tau_0 = 1.5$  (в),  $E_{i1} = 3.5, E_{i2} = 1, T/\tau_0 = 2$  (г).

вывать падающие импульсы в  $\delta$ -образные пики или цуг пиков в области экситон-бизекситонной конверсии. Предсказана возможность значительной задержки генерации выходящего импульса относительно падающего. Предложена интерпретация кажущихся эффектов прохождения импульсов до их падения на ТПП, а также рождения и отражения импульсов в отсутствие падающего импульса.

1. Хаджи П.И. *Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и бизекситонов в полупроводниках* (Кишинев: Штиинца, 1985).
2. Хаджи П.И., Шибаршина Г.Д., Ротару А.Х. *Оптическая бистабильность в системе экситонов и бизекситонов в полупроводниках* (Кишинев: Штиинца, 1988).
3. Рупасов В.И., Юдсон В.И. *Квантовая электроника*, **9**, 2179 (1982); *ЖЭТФ*, **93**, 494 (1987).
4. Захаров С.М., Манькин Э.А. *Поверхность*, № 2, 137 (1988); № 7, 68 (1989); *ЖЭТФ*, **95**, 800 (1989); **105**, 1053 (1994); *Оптика и спектроскопия*, **63**, 1069 (1987).
5. Бенедикт М.Г., Зайцев А.И., Малышев В.А., Трифонов Е.Д. *Оптика и спектроскопия*, **68**, 812 (1990).
6. Самсон А.М., Логвин Ю.А., Туровец С.И. *Квантовая электроника*, **17**, 1223 (1990).
7. Манькин Э.А., Башаров А.М., Елютин С.О., Захаров С.М., Маймистов А.И., Скляр Ю.М. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **53**, 2350 (1987).
8. Логвин Ю.А., Самсон А.М. *ЖЭТФ*, **102**, 472 (1992).
9. Горячев В.А., Захаров С.М., Манькин Э.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 683 (1999).
10. Хаджи П.И., Гайван С.Л. *Оптика и спектроскопия*, **81**, 333 (1996); *Изв. АН РМ. Сер. Физика и Техника*, № 3, 45 (1996).
11. Хаджи П.И., Гайван С.Л. *Квантовая электроника*, **22**, 929 (1995); **23**, 451 (1996); **23**, 837 (1996); **23**, 1009 (1996); **24**, 532 (1997); *ЖЭТФ*, **108**, 1831 (1995); *ФТТ*, **40**, 932 (1998).
12. Хаджи П.И., Ткаченко Д.В., Гайван С.Л. *Квантовая электроника*, **27**, 265 (1999).
13. Хаджи П.И., Русанов А.М., Гайван С.Л. *Квантовая электроника*, **27**, 262 (1999).
14. Хаджи П.И., Федоров Л.В. *ЖТФ*, **70**, 65 (2000).
15. Shimano R., Kuwata-Gonokami M. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 530 (1994).
16. Коровай А.В., Хаджи П.И. *Квантовая электроника*, **30**, 1091 (2000).
17. Градштейн И.С., Рыжик И.М. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М.: Наука, 1963).
18. Хаджи П.И. *Функция вероятности* (Кишинев: РИО АН МССР, 1971).