

## Оптические свойства полупроводников в условиях действия мощной накачки в области $M$ -полосы и двухфотонного зондирования биэкситонного состояния

© П.И. Хаджи, А.В. Коровай, Д.В. Ткаченко

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

E-mail: tdsu@tirastel.md

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии,  
МД 2028 Кишинев, Молдавия

(Поступила в Редакцию 15 мая 2001 г.

В окончательной редакции 12 июля 2001 г.)

Исследовано поведение диэлектрической восприимчивости полупроводника при действии мощного лазерного импульса в области  $M$ -полосы излучения двухфотонного зондирования биэкситонного уровня. Показано, что имеет место ярко выраженный эффект Аутлера–Таунса на двухфотонном переходе. Положение пиков поглощения существенно определяется амплитудой и частотой поля накачки.

Одним из наиболее ярких нелинейно-оптических эффектов в экситонной области спектра является оптический Штарк-эффект. Он был изучен в ряде экспериментальных и теоретических работ [1–11]. Экспериментально оптический Штарк-эффект проявляется в смещении экситонного уровня под действием ультракороткого импульса лазерного излучения и его возвращении в исходное положение после окончания действия импульса. Теоретические работы позволили изучить особенности поведения системы экситонов в полупроводниках в присутствии интенсивного когерентного лазерного излучения, приводящего к макроскопической когерентной поляризации среды. В [3] была предложена интерпретация этого эффекта, базирующаяся на идее о бозе-эйнштейновской конденсации экситонов, индуцированной внешним когерентным лазерным излучением. Оказалось, что заполнение фазового пространства виртуальными электронами и дырками приводит к изменению внутренней структуры экситона. Эти явления аналогичны тем, которые имеют место при спонтанной Бозе-конденсации экситонов [8]. В [9,10] изучены полосы поглощения и усиления слабого зондирующего сигнала в присутствии Бозе-конденсированных экситонов, возникающих в неравновесных условиях в поле когерентного лазерного излучения. Показано, что в спектре возникают нестабильности, обусловленные реальным выходом двух фотонов лазера и их превращением в две внеконденсатные частицы, которые существенно влияют на поглощение пробного сигнала.

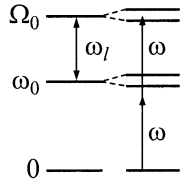
В связи с этими исследованиями особую значимость при экспериментальном изучении оптических свойств полупроводников в экситонной области спектра при больших уровнях возбуждения кристалла приобрел метод pump-probe. Он основан на использовании двух пучков лазерного излучения: мощного пучка накачки и слабого, зондирующего, пучка. Слабый пучок зондирует изменения оптических свойств кристалла, обусловлен-

ные действием пучка накачки. Эти изменения определяются амплитудой и частотой поля и параметрами самого кристалла.

Использование метода pump-probe при исследовании оптических свойств сред из двухуровневых атомов привело к обнаружению ряда нелинейно-оптических эффектов [12]. Распространение этих идей и методик на твердотельные системы является весьма многообещающим. Так, методом pump-probe исследовались кинетика излучательной рекомбинации биэкситонов, нелинейный отклик системы экситонов и биэкситонов большой плотности, красный и голубой сдвиги экситонной полосы в условиях пикосекундной накачки, а также аналог эффекта Аутлера–Таунса на биэкситонах в CuCl [12].

В последние годы усилия исследователей направлены на построение удовлетворительной теории метода pump-probe для системы экситонов и биэкситонов большой плотности [9,10,13,14]. В [14] показано, что восприимчивости полупроводника в экситонной области спектра при учете упругого экситон-экситонного взаимодействия проявляют бистабильное поведение в зависимости от частоты и интенсивности импульса накачки, а также от частоты зондирующего импульса.

Далее приведены результаты теоретических исследований особенностей поведения диэлектрических восприимчивостей полупроводника в режиме pump-probe, вызванных экспериментальными исследованиями Штарк-эффекта на экситонах и биэкситонах в CuCl [12], где наблюдалось расщепление биэкситонной полосы поглощения на две линии при больших уровнях возбуждения между  $Z_3$ -экситонным поляритоном и биэкситонным состоянием. Из величины расщепления авторы [12] определили соответствующий дипольный момент перехода в области  $M$ -полосы. Экспериментально доказано, что спектры полос двухфотонного поглощения существенно определяются интенсивностью накачки и частотами импульса накачки и пробного импульса.



**Рис. 1.** Схема энергетических уровней (0 — основное состояние кристалла,  $\omega_0$  и  $\Omega_0$  — экситонное и биэкситонное состояние соответственно) и квантовых переходов под действием поля накачки с частотой  $\omega_l$  и двухфотонного зондирования биэкситонного уровня импульсом с частотой  $\omega$ .

## 1. Постановка задачи и основные уравнения

Изучим особенности поведения действительной и мнимой компонент диэлектрической восприимчивости полупроводника в условиях стационарного возбуждения интенсивным пучком накачки в области  $M$ -полосы (полосы оптической экситон-биэкситонной конверсии) и двухфотонного зондирования биэкситонного состояния слабым пробным пучком лазерного излучения (рис. 1). Постановка задачи аналогична постановке экспериментальных исследований работы [12]. Биэкситонное состояние, являющееся связанным состоянием двух экситонов (двух электронов и двух дырок), наблюдалось в спектрах различных полупроводников как при двухфотонном возбуждении из основного состояния кристалла, так и при оптическом возбуждении экситонов в биэкситоны в области  $M$ -полосы [15]. Оба этих процесса характеризуются гигантскими силами осциллятора. Нелинейно-оптический процесс, связанный с образованием биэкситонов, можно описывать в трехуровневой модели полупроводника (рис. 1). Если частота мощного когерентного импульса накачки равна частоте перехода между экситонным и биэкситонным состояниями, то в результате экситон-биэкситон-фотонного перехода эти два состояния смешиваются и возникают так называемые „одетые“ состояния экситона и биэкситона, т.е. поляритонные состояния экситон + фотон и биэкситон [16,17]. Эти состояния можно зондировать слабым импульсом, частота фотонов которого равна половине частоты биэкситонного перехода, т.е. зондирование проводится в области двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла.

Пусть на полупроводник падают интенсивная монохроматическая волна когерентного лазерного излучения (накачка) с амплитудой  $E_0$  и частотой  $\omega_l = \Omega_0 - \omega_0$ , где  $\Omega_0$  и  $\omega_0$  — собственная частота биэкситонного и экситонного состояний соответственно, и слабая монохроматическая волна лазерного излучения (пробный импульс) с амплитудой  $E$  и частотой  $\omega \approx \Omega_0/2$ . Фотоны первого импульса смешивают экситонное и биэкситонное состояния, а фотоны второго импульса зондируют эти изменения в спектральной области двухфотонного

возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла. В этом случае гамильтониан взаимодействия в резонансном приближении, содержащем члены оптической экситон-биэкситонной конверсии с полем  $E_0$  мощного импульса и двухфотонного возбуждения биэкситонов с полем  $E$  слабого импульса, можно записать в виде (рис. 1)

$$H = -\hbar\sigma (E_0^- a^+ b e^{i\omega_l t} + E_0^+ b^+ a e^{-i\omega_l t}) - \hbar\mu (b^+ E^+ E^+ e^{-2i\omega t} + b E^- E^- e^{2i\omega t}), \quad (1)$$

где  $a$ ,  $b$  — амплитуды экситонной и биэкситонной волн поляризации среды соответственно,  $E_0^+(E^+)$  и  $E_0^-(E^-)$  — положительно- и отрицательно-частотные компоненты поля накачки зондирующего излучения,  $\sigma$  и  $\mu$  — константы оптической экситон-биэкситонной конверсии и двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла соответственно [15,17,18].

Предполагая состояния экситонов, биэкситонов и фотонов макрозаполненными, из (1) легко получить гейзенберговские (материальные) уравнения для амплитуд  $a$  и  $b$

$$i\dot{a} = \omega_0 a - i\gamma_1 a - \sigma E_0^- b e^{i\omega_l t}, \quad (2)$$

$$i\dot{b} = \Omega_0 b - i\gamma_2 b - \sigma E_0^+ a e^{-i\omega_l t} - \mu E^+ E^+ e^{-2i\omega t}, \quad (3)$$

где  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  — феноменологические параметры, учитывающие затухание экситонного и биэкситонного уровней соответственно из-за процессов рассеяния, обусловленных уходом экситонов и биэкситонов из когерентных мод в некогерентные.

Изучим отклик системы во всех порядках теории возмущений по амплитуде  $E_0$  импульса накачки и во втором порядке теории возмущений по амплитуде  $E$  слабого импульса в стационарном режиме. Если искать решение уравнения (2) в виде суперпозиции слагаемых с экспоненциальными множителями  $\exp(-i\omega_l t)$  и  $\exp(-i\omega t)$ , а уравнения (3) — с множителями  $\exp(-2i\omega_l t)$  и  $\exp(-2i\omega t)$  на частотах мощного и слабого импульсов, то благодаря нелинейным слагаемым в (2) и (3) возникают резонансные слагаемые, пропорциональные  $\exp(-2i\omega_l t + i\omega t)$ ,  $\exp(-2i\omega t + i\omega_l t)$  в (2) и  $\exp(-i\omega t - i\omega_l t)$ ,  $\exp(-3i\omega_l t + i\omega t)$  в (3), частоты которых порядка частот соответствующих переходов. Поэтому решения уравнений (2), (3) будем искать в виде

$$a = a_0 e^{-i\omega_l t} + a_0^* e^{i\omega_l t} + A_1 e^{-i\omega t} + A_1^* e^{i\omega t} + A_2 e^{-i(2\omega - \omega_l)t} + A_2^* e^{i(2\omega - \omega_l)t} + A_3 e^{-i(2\omega_l - \omega)t} + A_3^* e^{i(2\omega_l - \omega)t}, \quad (4)$$

$$b = b_0 e^{-2i\omega_l t} + b_0^* e^{2i\omega_l t} + B_1 e^{-i(\omega_l + \omega)t} + B_1^* e^{i(\omega_l + \omega)t} + B_2 e^{-2i\omega t} + B_2^* e^{2i\omega t} + B_3 e^{-i(3\omega_l - \omega)t} + B_3^* e^{i(3\omega_l - \omega)t}, \quad (5)$$

где  $a_0, A_1, A_2, A_3$  и  $b_0, B_1, B_2, B_3$  — не зависящие от времени амплитуды. Подставляя (4) и (5) в (2) и (3) и выделяя множители при соответствующих экспонентах, в нижайшем порядке теории возмущений по амплитудам  $E, A_i$  и  $B_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) в стационарном режиме получаем следующую систему нелинейных уравнений:

$$\begin{aligned}(\omega_l - \omega_0 + i\gamma_1)a_0 &= -\sigma E_0^- b_0, \\(\omega - \omega_0 + i\gamma_1)A_1 &= -\sigma E_0^- B_1, \\(2\omega - \omega_l - \omega_0 + i\gamma_1)A_2 &= -\sigma E_0^- B_2, \\(2\omega_l - \omega - \omega_0 + i\gamma_1)A_3 &= -\sigma E_0^- B_3, \\(2\omega_l - \Omega_0 + i\gamma_2)b_0 &= -\sigma E_0^+ a_0, \\(\omega_l + \omega - \Omega_0 + i\gamma_2)B_1 &= -\sigma E_0^+ A_1, \\(2\omega - \Omega_0 + i\gamma_2)B_2 &= -\sigma E_0^+ A_2 - \mu E^+ E^+, \\(3\omega_l - \omega - \Omega_0 + i\gamma_2)B_3 &= -\sigma E_0^+ A_3.\end{aligned}\quad (6)$$

Из этих уравнений получаем  $a_0 = b_0 = A_1 = B_1 = A_3 = B_3 = 0$ ,

$$B_2 = -\frac{\mu E^+ E^+}{2\omega - \Omega_0 + i\gamma_2 - \frac{\sigma^2 E_0^2}{2\omega - \omega_l - \omega_0 + i\gamma_1}}.\quad (7)$$

Поскольку поляризация среды  $P$  по отношению к двухфотонному переходу из основного состояния кристалла в биэкситонное под действием поля зондирующего импульса равна  $P = 2\hbar\mu b E^- = \chi E^+ E^+ E^-$ , учитывая (5) и (7), находим следующее выражение для комплексной диэлектрической восприимчивости среды  $\chi \equiv \chi^{(3)}$ :

$$\chi = -\frac{2\hbar\mu^2}{2\omega - \Omega_0 + i\gamma_2 - \frac{\sigma^2 E_0^2}{2\omega - \omega_l - \omega_0 + i\gamma_1}}.\quad (8)$$

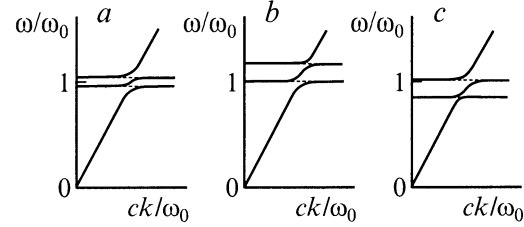
Из (8) следует, что диэлектрическая восприимчивость  $\chi$  является нелинейной функцией амплитуды поля  $E_0$  мощного импульса накачки ( $\sigma E_0 = \omega_R$  — частота Раби) и сложным образом зависит от частот  $\omega_l$  и  $\omega$  обоих импульсов. Чтобы понять дальнейшие результаты, рассмотрим зависимость восприимчивости от частоты  $\omega$  зондирующего излучения в пределе исчезающе малых констант затухания. В этом случае

$$\chi(\omega) = -\frac{2\hbar\mu^2(2\omega - \omega_0 - \omega_l)}{(2\omega - \Omega_0)(2\omega - \omega_0 - \omega_l) - \sigma^2 E_0^2}.\quad (9)$$

Из (9) видно, что  $\chi(\omega)$  расходится при частотах пробного импульса  $\omega = \omega_{\pm}$ , равных

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{4}\left(\Omega_0 + \omega_0 + \omega_l \pm \sqrt{(\omega_l + \omega_0 - \Omega_0)^2 + 4\sigma^2 E_0^2}\right).\quad (10)$$

Отметим, что аналогичная формула используется в [12] (формула (1)) для интерпретации экспериментальных данных.



**Рис. 2.** Законы дисперсии для фотонов зондирующего импульса в присутствии мощного импульса накачки, перемешивающего экситонный и биэкситонный уровни, при различных значениях частоты  $\omega_l$  импульса накачки.  $a$  —  $\omega_l + \omega_0 = \Omega_0$ ,  $b$  —  $\omega_l + \omega_0 > \Omega_0$ ,  $c$  —  $\omega_l + \omega_0 < \Omega_0$ .

Если частота импульса накачки находится в точном резонансе с частотой перехода в области  $M$ -полосы, то

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2}(\Omega_0 \pm \sigma E_0).\quad (11)$$

Если же расстройка между частотой мощного импульса и частотой перехода на много превосходит частоту Раби, то

$$\omega_+ = \frac{1}{2}(\omega_0 + \omega_l), \quad \omega_- = \frac{1}{2}\Omega_0.\quad (12)$$

Частоты  $\omega_{\pm}$  являются собственными частотами перенормированных состояний. Под действием поля накачки возникает когерентное смешивание двух состояний с одной и той же энергией: одно из них биэкситонное, а другое — комбинированное состояние экситона и фотона накачки. Когерентное смешивание этих состояний приводит к перенормировке энергетического спектра полупроводника. Из (10) и (11) видно, что собственные частоты  $\omega_+$  и  $\omega_-$  новых состояний определяются амплитудой импульса накачки  $E_0$ . Расщепление  $\omega_+ - \omega_-$  между ними растет с увеличением  $E_0$ .

Пользуясь выражением (9) и формулой  $c^2 k^2 / \omega^2 = \varepsilon_{\infty} + 4\pi\chi|E|^2$ , где  $\varepsilon_{\infty}$  — фоновая диэлектрическая функция,  $E$  — амплитуда поля зондирующего импульса, можно получить закон дисперсии  $\omega(k)$  для фотонов пробного импульса в присутствии мощного импульса накачки (рис. 2). Из рис. 2 видно, что закон дисперсии состоит из трех ветвей. Данное обстоятельство обусловлено тем, что поле накачки расщепляет биэкситонный уровень на два подуровня с частотами  $\omega_+$  и  $\omega_-$ , взаимодействие фотонов пробного импульса с которыми и приводит к поляритоноподобным ветвям закона дисперсии для слабого импульса в условиях двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла. С ростом амплитуды поля накачки  $E_0$  область существования средней ветви расширяется. Существуют также две продольные частоты, которые определяются из условия  $\varepsilon = 0$ .

Представляя  $\chi = \chi' + i\chi''$  в виде суммы действительной  $\chi'$  и мнимой  $\chi''$  компонент, получаем

$$\chi' = \frac{2\hbar\mu^2 \left( 2\omega - \Omega_0 - \frac{\sigma^2 E_0^2 (2\omega - \omega_l - \omega_0)}{(2\omega - \omega_l - \omega_0)^2 + \gamma_1^2} \right)}{\left( 2\omega - \Omega_0 - \frac{\sigma^2 E_0^2 (2\omega - \omega_l - \omega_0)}{(2\omega - \omega_l - \omega_0)^2 + \gamma_1^2} \right)^2 + \left( \gamma_2 + \gamma_1 \frac{\sigma^2 E_0^2}{(2\omega - \omega_l - \omega_0)^2 + \gamma_1^2} \right)^2}, \quad (13)$$

$$\chi'' = \frac{2\hbar\mu^2 \left( \gamma_2 + \gamma_1 \frac{\sigma^2 E_0^2}{(2\omega - \omega_l - \omega_0)^2 + \gamma_1^2} \right)}{\left( 2\omega - \Omega_0 - \frac{\sigma^2 E_0^2 (2\omega - \omega_l - \omega_0)}{(2\omega - \omega_l - \omega_0)^2 + \gamma_1^2} \right)^2 + \left( \gamma_2 + \gamma_1 \frac{\sigma^2 E_0^2}{(2\omega - \omega_l - \omega_0)^2 + \gamma_1^2} \right)^2}. \quad (14)$$

Из выражений (13), (14) следует, что восприимчивости  $\chi'$  и  $\chi''$  являются нелинейными функциями амплитуды  $E_0$  мощного импульса накачки и зависят от частот  $\omega_l$  и  $\omega$  обоих импульсов. В условиях точного резонанса между частотами каждого из импульсов и частотами соответствующих переходов ( $\omega_l = \Omega_0 - \omega_0$  и  $\omega = \Omega_0/2$ ) получаем  $\chi' = 0$ ,

$$\chi'' = \frac{2\hbar\mu^2/\gamma_2}{1 + \frac{\sigma^2 E_0^2}{\gamma_1 \gamma_2}}. \quad (15)$$

Отсюда видно, что  $\chi''$  в условиях точного резонанса быстро насыщается с ростом интенсивности накачки. Если фотоны накачки находятся в резонансе с частотой перехода в области  $M$ -полосы ( $\omega_l = \Omega_0 - \omega_0$ ), то форма (по отношению к частоте зондирующего импульса) абсорбционной компоненты восприимчивости  $\chi''$  имеет симметричную относительно частоты  $\omega = \Omega_0/2$  спектральную зависимость с максимумом при  $\omega = \Omega_0/2$ , когда амплитуда накачки  $\sigma^2 E_0^2 \leq \gamma_1^3/(2\gamma_1 + \gamma_2)$ , и минимумом при  $\omega = \Omega_0/2$  и двумя симметричными максимумами при частотах

$$\omega = \frac{1}{2} \left( \Omega_0 \pm \sqrt{\left( 2 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right) \frac{\sqrt{\sigma^2 E_0^2 + \gamma_1 \gamma_2} \left( \sigma^2 E_0^2 - \frac{\gamma_1^3}{2\gamma_1 + \gamma_2} \right)}{\left( 1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right) \sigma E_0 + \sqrt{\sigma^2 E_0^2 + \gamma_1 \gamma_2}} \right), \quad (16)$$

когда  $\sigma^2 E_0^2 \geq \gamma_1^3/(2\gamma_1 + \gamma_2)$ .

Вводя нормированные величины

$$\delta = \Delta/\gamma_1, \quad \delta_l = \Delta_l/\gamma_1, \quad s = \gamma_2/\gamma_1, \quad f_0 = \sigma E_0/\gamma_1, \quad \chi_0 = 2\hbar\mu^2/\gamma_1, \quad (17)$$

где  $\Delta = \omega - \Omega_0/2$ ,  $\Delta_l = \omega_l - (\Omega_0 - \omega_0)$  — расстройки резонанса для каждого из импульсов, выражения (13) и (14) можно переписать в виде

$$\frac{\chi'}{\chi_0} = -\frac{2\delta - \frac{(2\delta - \delta_l)f_0^2}{(2\delta - \delta_l)^2 + 1}}{\left( 2\delta - \frac{(2\delta - \delta_l)f_0^2}{(2\delta - \delta_l)^2 + 1} \right)^2 + \left( s + \frac{f_0^2}{(2\delta - \delta_l)^2 + 1} \right)^2}, \quad (18)$$

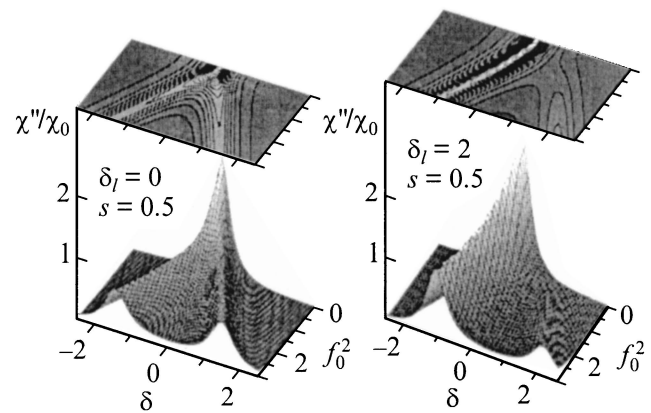
$$\frac{\chi''}{\chi_0} = \frac{s + \frac{f_0^2}{(2\delta - \delta_l)^2 + 1}}{\left( 2\delta - \frac{(2\delta - \delta_l)f_0^2}{(2\delta - \delta_l)^2 + 1} \right)^2 + \left( s + \frac{f_0^2}{(2\delta - \delta_l)^2 + 1} \right)^2}. \quad (19)$$

Здесь  $f_0$  играет роль частоты Раби в области оптической экситон-бизекситонной конверсии. Из (18) и (19) следует, что  $\chi'(-\delta_l, -\delta) = -\chi'(\delta_l, \delta)$  и  $\chi''(-\delta_l, -\delta) = \chi''(\delta_l, \delta)$ .

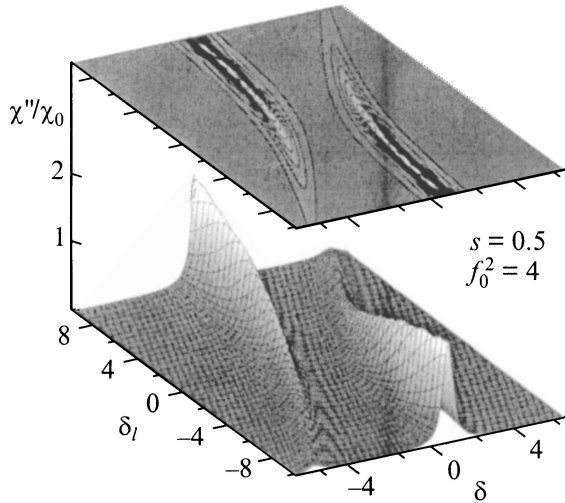
## 2. Обсуждение результатов

Из (19) видно, что функция  $\chi''(\delta)$  при  $\delta_l = 0$ , т.е. в условиях точного резонанса по накачке, представляет собой лоренциан с максимумом при  $\delta = 0$  и полушириной  $\gamma_2$ . С ростом  $f_0$  лоренциан постепенно искажается; при критическом значении поля  $f_0 = f_{0c} = (2 + s)^{-1/2}$  в центре кривой  $\chi''(\delta)$  возникает провал, который с ростом  $f_0$  углубляется, и при  $f_0 > f_{0c}$  кривая  $\chi''(\delta)$  преобразуется в два симметрично расположенных относительно  $\delta = 0$  лоренциана, что соответствует поглощению пробного сигнала на двух расщепленных под действием импульса накачки подуровнях экситонного состояния. Свидетельством формирования новых поляритонных состояний является расщепление в области бизекситонного резонанса в спектре двухфотонного зондирования. На рис. 3 представлен спектр абсорбционной компоненты восприимчивости в зависимости от расстройки резонанса  $\delta$  пробного импульса при  $\delta_l = 0$  и различных значениях амплитуды поля накачки  $f_0$ . Хорошо видно, что с ростом поля накачки возникает расщепление бизекситонной линии, которое монотонно увеличивается, а центр полосы поглощения быстро убывает. Полученные пики спектра поглощения слабого сигнала полностью соответствуют наблюдавшимся в эксперименте (рис. 2 в [12]). Пьедестал полос поглощения при больших уровнях возбуждения определяется параметром  $s$ . В пределе  $f_0 \gg f_{0c}$  получаем  $\chi'' \sim f_0^{-2}$ .

Спектр поглощения существенно зависит также от расстройки резонанса  $\delta_l$  между частотой поля накачки



**Рис. 3.** Зависимость абсорбционной компоненты восприимчивости  $\chi''/\chi_0$  от расстройки резонанса  $\delta$  зондирующего импульса и амплитуды поля  $f_0$  импульса накачки при двух значениях расстройки резонанса  $\delta_l$  для частоты импульса накачки.



**Рис. 4.** Зависимость абсорбционной компоненты восприимчивости  $\chi''/\chi_0$  от расстройк резонанса импульса накачки  $\delta_i$  и зондирующего импульса  $\delta$  при фиксированном значении амплитуды  $f_0$  поля накачки.

и частотой перехода в области  $M$ -полосы. Видно, что полоса поглощения приобретает асимметричную форму (рис. 3). При  $\delta_i > 0$  длинноволновый пик поглощения зондирующего излучения является более интенсивным, чем коротковолновый. При этом коротковолновый пик поглощения сначала растет с увеличением уровня возбуждения, достигает максимума, затем убывает, тогда как длинноволновый пик, сформировавшись, быстро убывает. Данный факт обусловлен тем, что при  $\delta_i > 0$  верхняя поляритоноподобная ветвь системы экситон + фотон накачки и биэкситон является в слабой степени биэкситоноподобной, т.е. содержит большую долю электромагнитной и меньшую долю механической компоненты, что и приводит к подавлению двухфотонного поглощения зондирующего излучения. При  $\delta_i < 0$  ситуация инвертируется. Эти результаты также полностью совпадают с результатами эксперимента (рис. 3 в [12]). В верхней части рис. 3 представлены контурные линии равной восприимчивости, которые являются симметричными (относительно  $\delta = 0$ ) при  $\delta_i = 0$  и несимметричными при  $\delta_i \neq 0$ . Чем больше  $\delta_i$ , тем ярче выражены абсорбционные свойства на одном из пиков дублета и тем сильнее ослаблен второй пик.

На рис. 4 представлены спектры  $\chi''(\delta_i, \delta)$  в зависимости от расстройки резонанса обоих импульсов при фиксированном уровне возбуждения. В окрестности  $\delta_i = 0$  функция  $\chi''(\delta)$  имеет симметричную двугорбую структуру. При  $|\delta_i| \gg f_0$  спектр поглощения становится существенно асимметричным. Так, например, при  $\delta_i \gg f_0$  существует мощный длинноволновый пик поглощения, спектральное положение которого практически не зависит от  $\delta_i$  и определяется частотой  $\omega_-$  перенормированного энергетического спектра полупроводника, а также слабый коротковолновый пик поглощения, спектральное

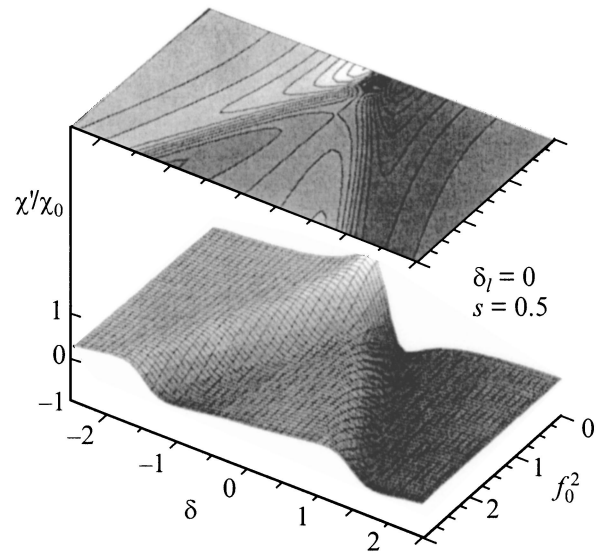
положение которого определяется частотой  $\omega_+$ , и при  $\delta_i \gg f_0$   $\omega_+ \sim \delta_i/2$ , т.е. слабый пик быстро смещается в коротковолновую сторону с ростом  $\delta_i$ . Различие в амплитудах этих пиков объясняется различием доли механической компоненты образующихся под действием поля мощного импульса расщепленных поляритоноподобных состояний.

Отметим, что при низких температурах, когда  $\gamma_1 \rightarrow 0$  и  $\gamma_2 \rightarrow 0$ , полоса поглощения пробного излучения представляет собой два ярко выраженных  $\delta$ -образных пика на частотах  $\omega_+$  и  $\omega_-$ , тем больше удаленных друг от друга, чем больше амплитуда поля накачки  $E_0$ . С ростом температуры эти пики уширяются, а их амплитуды убывают.

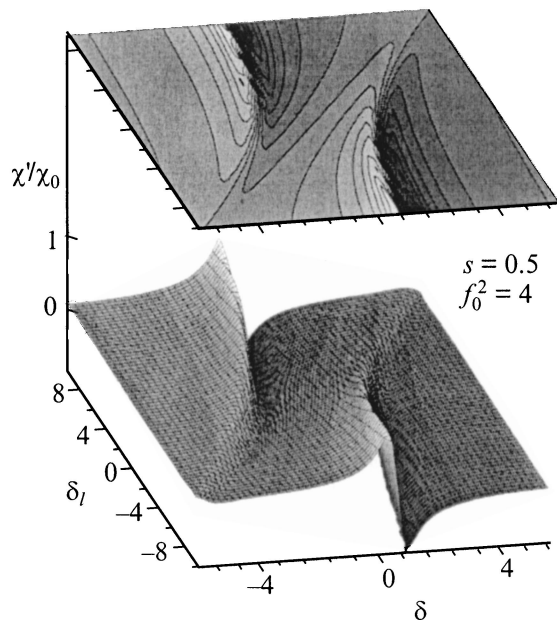
Заметим также, что абсорбционная компонента  $\chi''$  всегда положительна. Это свидетельствует о том, что при любых изменениях интенсивности и частоты импульса накачки излучение зондирующего импульса только поглощается. Оно не может усиливаться, как это происходит, например, при учете упругих экситон-экситонных взаимодействий [14].

Прецизионные измерения положений максимумов пиков полосы поглощения могут дать детальную информацию о параметрах оптических переходов.

Отметим, что в [12] авторы изучили поведение только абсорбционной компоненты восприимчивости. Тем не менее поведение дисперсионной компоненты восприимчивости  $\chi'$  представляет большой интерес. Из (18) видно, что  $\chi'$  также существенно зависит от амплитуды  $f_0$  импульса накачки и от частот обоих импульсов. На рис. 5 представлена зависимость  $\chi'(\delta, f_0)$  при  $\delta_i = 0$ . Видно, что при  $f_0 \gtrsim 0$  график  $\chi'(\delta)$  имеет хорошо известную форму с одним максимумом и одним минимумом, симметрично расположенными относительно точки  $\delta = 0$ .



**Рис. 5.** Зависимость дисперсионной компоненты восприимчивости  $\chi'/\chi_0$  от расстройки резонанса  $\delta$  зондирующего импульса и амплитуды поля  $f_0$  импульса накачки при  $\delta_i = 0$ .



**Рис. 6.** Зависимость дисперсионной компоненты восприимчивости  $\chi'/\chi_0$  от расстройк резонанса импульса накачки  $\delta_l$  и зондирующего импульса  $\delta$  при фиксированном значении амплитуды  $f_0$  поля накачки.

С ростом уровня возбуждения экстремумы кривой  $\chi'(\delta)$  смещаются соответственно в длинноволновую и коротковолновую сторону, причем их амплитуды убывают. При некотором значении амплитуды поля накачки  $f_0$  возникают дополнительные максимум и минимум, так что зависимость  $\chi'(\delta)$  имеет два участка аномальной дисперсии. Эти результаты полностью коррелируют с результатами, представленными на рис. 3 для функции  $\chi''(\delta)$ .

На рис. 6 представлена зависимость  $\chi'(\delta, \delta_l)$  при фиксированном значении  $f_0$ , которая также демонстрирует изменения энергетического спектра полупроводника под действием мощного импульса накачки. При  $\delta_l \gg f_0$  существует длинноволновой участок с резким изменением  $\chi'(\delta)$  и далекий коротковолновый, слабо выраженный участок дисперсии. Эти особенности также коррелируют с особенностями поведения функции  $\chi''(\delta)$  (рис. 4).

Таким образом, в настоящей работе представлено теоретическое объяснение результатов экспериментальных исследований [12] особенностей двухфотонного зондирования биэкситонного состояния полупроводника в условиях возбуждения его мощным лазерным импульсом в области  $M$ -полосы поглощения, обусловленной процессом оптической экситон-биэкситонной конверсии. Получены выражения для дисперсионной и абсорбционной компонент диэлектрической восприимчивости полупроводника в зависимости от частоты зондирующего импульса, а также от амплитуды и частоты импульса накачки. Показано, что форма полосы двухфотонного поглощения света слабого, зондирующего, импульса

существенно определяется частотой и амплитудой поля накачки и с ростом уровня возбуждения проявляет ярко выраженную дублетную структуру. Данная работа дает дополнительную информацию о динамике абсорбционной компоненты восприимчивости, которая может быть использована в эксперименте. Кроме того, использование дисперсионной компоненты восприимчивости для объяснения результатов экспериментальных исследований может способствовать более полному пониманию происходящих физических процессов.

## Список литературы

- [1] W.H. Knox, D.S. Chemla, D.A.B. Miller, J.B. Stark, S. Schmitt-Rink. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1189 (1989).
- [2] C. Klingshirn. *Semicond. Sci. Technol.* **5**, 457; 1006 (1990).
- [3] S. Schmitt-Rink, D.S. Chemla, H. Haug. *Phys. Rev.* **B37**, 941 (1988).
- [4] M. Combescot. *Phys. Rep.* **221**, 167 (1992).
- [5] В.Р. Мисько, С.А. Москаленко, М.И. Шмиглюк. *ФТТ* **35**, 3213 (1993).
- [6] А.Л. Иванов, Л.В. Келдыш. *ЖЭТФ* **84**, 404 (1983).
- [7] A.L. Ivanov, H. Haug. *Phys. Rev.* **B48**, 1490 (1993).
- [8] Л.В. Келдыш, А.Н. Козлов. *ЖЭТФ* **54**, 978 (1968).
- [9] С.А. Москаленко, В.Г. Павлов, В.Р. Мисько. *ФТТ* **40**, 924 (1998).
- [10] S.A. Moskalenko, D.W. Snoke. *Bose-Einstein condensation of excitons and diexcitons and coherent nonlinear optics with excitons*. University Press, Cambridge (2000).
- [11] S.E. Harris, J.E. Field, A. Kasapi. *Phys. Rev.* **A46**, R29 (1992).
- [12] R. Shimano, M. Kuwata-Gonokami. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 530 (1994).
- [13] G.S. Agarwal. *Phys. Rev.* **A51**, R2711 (1995).
- [14] П.И. Хаджи, Д.В. Ткаченко. *ФТТ* **40**, 934 (1998); In: *Proc. SPIE. Romopto-97 5th Conf. on Optics. Bucharest, Romania (9–12 September 1997)*. V. 3405. P. 406–410.
- [15] П.И. Хаджи. *Кинетика рекомбинационного излучения экситонов и биэкситонов в полупроводниках*. Штиинца, Кишинев (1977).
- [16] П.И. Хаджи, С.А. Москаленко, С.Н. Белкин. *Письма в ЖЭТФ* **29**, 223 (1979).
- [17] П.И. Хаджи. *Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках*. Штиинца, Кишинев (1984).
- [18] E. Hanamura. *Solid State Commun.* **12**, 951 (1973); *J. Phys. Soc. Jap.* **39**, 1506 (1975).