Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 9, с. 586 – 595

Трансформация микроволновых резонансных свойств метаструктур с CdS и CdSe при одно- и двухфотонном возбуждении

Г. А. Крафтмахер[1], *В. С. Бутылкин, Ю. Н. Казанцев, В. П. Мальцев, П. С. Фишер*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 141190 Фрязино, Россия

Поступила в редакцию 30 июля 2021 г.
После переработки 20 сентября 2021 г.
Принята к публикации 1 октября 2021 г.

Предложены, реализованы и исследованы в волноводе и мета-интерферометре в диапазоне 3–12 ГГц управляемые методами фотоники метаструктуры, содержащие резонансные электропроводящие дипольные и киральные элементы с CdS и CdSe в разрывах. Впервые обнаружено в эксперименте, что при изменении мощности оптического излучения P_λ, направляемого оптоволокном в область разрыва, в ситуациях, когда энергия $h\nu$ фотона не только выше ширины запрещенной зоны E_g [$h\nu(\lambda_1 = 0.53\,\text{мкм}) > E_g$], но и ниже ее [$h\nu(\lambda_2 = 0.97\,\text{мкм}) < E_g$], в спектре прохождения микроволнового излучения происходит трансформация резонансного отклика соответствующего элемента (плавное изменение интенсивности практически до уровня прозрачности, сопровождаемое смещением частоты в сторону низких частот), а также трансформация полосы запрета в интерферограмме мета-интерферометра с изменением ширины в несколько раз. Наряду с этим, в условиях λ_2-облучения на поверхности CdS замечено оранжево-красное свечение, идентифицируемое как проявление антистоксовой люминесценции. Прямыми измерениями резонаторным методом комплексной диэлектрической проницаемости ε^{GHz} образцов CdS и CdSe обнаружены увеличение $\text{Im}\varepsilon^{\text{GHz}}$ (с приближением к насыщению при λ_2) и увеличение $\text{Re}\varepsilon^{\text{GHz}}$ с ростом P_λ. Обнаружены закономерности одинакового проявления физических эффектов в микроволновом диапазоне частот при одно- и двухфотонном возбуждении применительно к плотностям потоков световой энергии S_1 (при $P_{\lambda 1}$) и S_2 (при $P_{\lambda 2}$): $S_2 \gg S_1$; $S_2^2/S_1 = \text{constant}$.

DOI: 10.31857/S1234567821210023

Введение. Одним из важных разделов метаматериальной тематики являются перестраиваемые, управляемые и реконфигурируемые метаматериалы (метаповерхности, метаструктуры, метаатомы), в которых электродинамические объекты объединяются с объектами, обладающими другими интересными физическими свойствами, управляемыми внешним воздействием, например, электрическим напряжением, магнитным полем или оптическим излучением. Метаматериалы – искусственно созданные композиционные среды, свойства которых, обусловленные не химическим составом, а геометрией и размерами, не присущи природным материалам.

История развития направления "Метаматериалы" свидетельствует о взаимном проникновении методов и подходов оптического и микроволнового диапазонов. Известные в оптическом диапазоне киральные объекты, такие как ДНК, белки-коллагены, в молекулах которых расположение атомов имеет вид спиральных цепочек, были взяты за основу при создании киральных метаматериалов микроволнового диапазона [1], совместимых с элементами электрического управления (варакторы) [2], электрически-оптического с использованием комбинации варактор-фотодиод в фотогальваническом режиме (без внешнего источника) [3] и магнитного [4–6] для применений в управляемых фильтрах [7–10], интерферометрии [11, 12], переключателях невзаимности распространения микроволн [13–15]. В свою очередь, знания о резонансных откликах в микроволновом диапазоне оказались полезными для создания, благодаря нанотехнологиям, в оптическом и терагерцовом диапазонах метаматериалов, для управления которыми в основном развиваются методы фотоники с применением полупроводников [16–20], опередив микроволновый диапазон, требующие знаний об их свойствах: энергетическое состояние, взаимодействие с электромагнитными волнами, поведение диэлектрической проницаемости, механизмы поглощения. Как правило, используются базовые полупроводники, такие как кремний, арсенид галлия, германий, которые нашли применение во многих устройствах микроэлектроники. В основе управления лежит зависимость поглощения от фотопроводимости

[1] e-mail: gaarkr139@mail.ru

и эффект металлизации при насыщении. Для расчетов используется модель Друде [21], которая была разработана для металлов и оказалась приемлемой для полупроводников в инфракрасном и терагерцовом диапазоне; предлагается модель [22] применительно к графену и некоторым полупроводникам.

В настоящее время рассматривают и метаматериалы для микроволнового диапазона на основе кремния при фотовозбуждении инфракрасным светом, когда энергия фотона $h\nu$ выше ширины запрещенной зоны E_g [23]. В расчетах используют модель Друде, комплексную диэлектрическую проницаемость определяют на основе измерений коэффициентов прохождения и отражения электромагнитных волн в свободном пространстве. В [24] исследуется модулятор, основанный на поглощении в кремнии в зависимости от импульсного лазерного излучения.

Необходимость учитывать частотную дисперсию диэлектрической проницаемости полупроводников под влиянием фотовозбуждения, зависимость от длины волны оптического излучения, влияние специфики энергетических состояний приводит к трудностям и не позволяет создать теорию, охватывающую весь спектральный диапазон.

Поэтому возрастает роль эксперимента, учитывая радиофотонный прорыв и развитие микроволновой фотоники, связанной с проблемами передачи, приема и преобразования информации с помощью волн микроволнового диапазона и фотонных систем. В связи с этим востребованы метаматериалы, метаатомы, метаповерхности и метаструктуры, позволяющие использовать прямые оптические методы управления в микроволновом диапазоне, основанные на применении полупроводников в условиях фотовозбуждения. При этом необходимо учитывать, что функциональные свойства метаматериала во многом определяет динамика комплексной диэлектрической проницаемости полупроводника, поскольку процессы металлизации при насыщении затрудняются из-за влияния скин-эффекта.

Разнообразие полупроводников и метаструктур, возможности волоконно-оптического управления, позволяющего оказывать воздействие на отдельные метаатомы структуры, возможность использовать как инфракрасное, так и видимое облучение могут стимулировать обнаружение новых свойств, поиски новых решений и применений в микроволновом диапазоне или выяснение механизмов фотовозбуждения измерениями в микроволновом диапазоне.

В данной работе мы впервые используем в соответствующих метаструктурах полупроводники CdS и CdSe, обратив внимание на их фоторезистивные свойства, результаты исследований двухфотонного возбуждения в CdS по спектрам фотолюминесценции при сравнении с однофотонным [25], по оптическому поглощению [26]; на применение CdSe при двухфотонном возбуждении в полупроводниковых лазерах с оптической (лазерной) накачкой [27].

Исследуем два типа метаструктур (I и II), на основе дипольных элементов (линейных резонансных проводов) и киральных кольцевых, объединенных с элементами оптического управления (пластинки CdS или CdSe в разрывах). Их резонансные электромагнитные свойства, обусловленные не химическим составом, а геометрией и размерами элементов, могут, как покажем ниже, управляться в условиях фотовозбуждения CdS и CdSe.

С целью исследования взаимосвязи между электромагнитными свойствами CdS и CdSe в микроволновом диапазоне частот и резонансными откликами метаструктур измеряем в диапазоне 3–12 ГГц частотную зависимость коэффициентов прохождения T в волноводе и интерферограмму в метаинтерферометре [11] с метаструктурами при изменении мощности волоконно-оптического излучения P_λ в непрерывном режиме. Исследуем динамику диэлектрической проницаемости CdS (CdSe) и влияние на резонансный отклик. Представляет интерес проводить эти исследования как в условиях однофотонного возбуждения, когда энергия фотона выше ширины запрещенной зоны $[h\nu(\lambda_1 = 0.53\,\text{мкм}) > E_g]$, так и двухфотонного, когда $[h\nu(\lambda_2 = 0.97\,\text{мкм}) < E_g]$, учитывая специфику двухфотонного возбуждения, связанную с более глубоким проникновением света в полупроводниковую среду [28], и возможность применений в микроволновом диапазоне частот.

Трансформация ГГц-резонансного отклика с метаструктурой I при фотовозбуждении. Метаструктура I на основе резонансных проводов (схема и фото на рис. 1) представляет собой частопериодическую решетку (длиной $l = 30$ мм) параллельных медных проводов (диаметр 0.1 мм, расстояние между проводами 0.2 мм), внедренных в диэлектрическую пленку, в комбинации с ортогонально асимметрично расположенной медной полоской *3* с разрывом (0.5 мм), нагруженным тонкой пластинкой CdS или CdSe *4*. Полоска шириной 1.5 мм расположена на пенопластовой 1-мм подложке *5*. Подобная электрически управляемая структура с варактором в разрыве медной полоски исследовалась в [29]. Электродинамические свойства в микроволновом диапазоне частот метаструктуры, расположенной вдоль оси прямоугольного волновода, обусловливаются тремя резо-

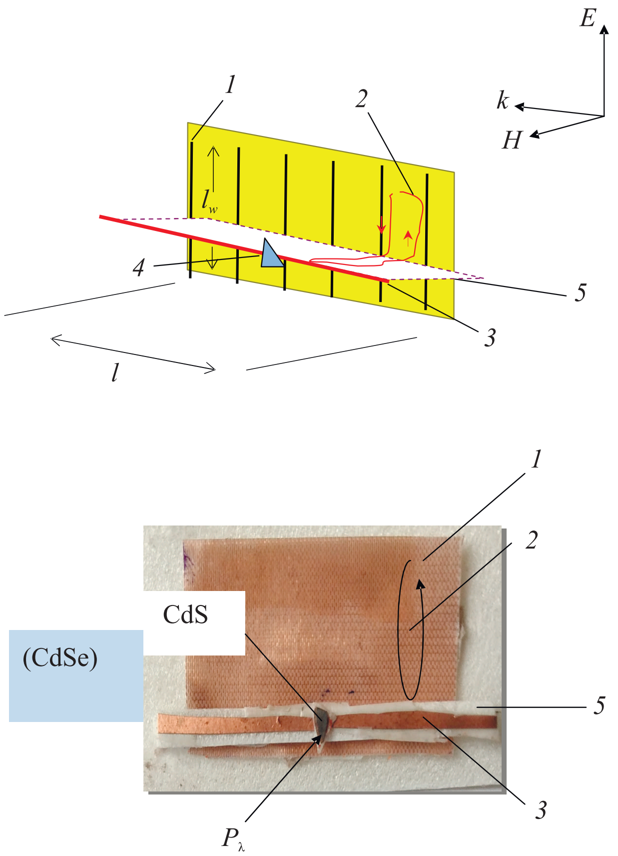

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема (a) и фото (b) метаструктуры: *1* – решетка параллельных резонансных проводов; *2* – LC-контур; *3* – медная полоска с разрывом; *4* – пластинка CdS в разрыве; *5* – подложка

нансными эффектами. Один из них – это дипольный резонанс в проводах решетки *1* (при длине провода $l_w = \lambda/2$), возбуждаемый микроволновым электрическим полем E. Другой резонансный эффект связан с возбуждением индукционных антипараллельных токов в пространственных LC-контурах *2*, образованных парой соседних проводов решетки и соответствующей секцией медной полоски, возбуждаемых микроволновым магнитным полем H (резонанс магнитного типа), направленным перпендикулярно плоскости решетки. При этом вдоль медной полоски *3* распространяется суммарный резонансный ток за счет вкладов одинаково направленных токов от каждого из контуров, который и определяет третий резонансный отклик в виде резонансной зависимости коэффициента прохождения T от частоты. Разные типы резонансов (дипольный в проводах *1* решетки, магнитные в LC-контуре *2* и медной полоске *3*), проявляемые в виде резонансного минимума $T_{\min}$, можно возбуждать раздельно в заданных диапазонах длин волн, выбирая необходимые размеры проводов решетки l_w и полоски l_s.

Оптоволокно (диаметры при λ_1 и λ_2 равны 400 и 110 мкм) подводим к разрыву в полоске на расстоянии приблизительно 1.5 мм перпендикулярно поверхности полупроводника. Образцы CdS и CdSe толщиной 0.35 мм получаем шлифовкой заготовок фоторезисторов ФСК-2 и ФСД-1.

Метаструктуру располагаем вдоль оси прямоугольного волновода (48×24 мм), а в метаинтерферометре в качестве разделителя пучка напротив закороченного H-плеча длиной s.

Результаты исследований с метаструктурой I ($l_w = 16$, $l_s = 42$ мм) и I* ($l_w = 19$, $l_s = 52$ мм), CdS или CdSe в разрыве медной полоски, приведены на рис. 2a–f.

Рисунки 2a–d относятся к измерениям в волноводе. На рисунке 2a наблюдаем управляемый отклик медной полоски *3* (кривая *3*) с метаструктурой I и CdS. При $P_{\lambda 2} = 0$ коэффициент прохождения $T_{0\,\min} = -19.5$ дБ, резонансная частота $f_0 = 4.62$ ГГц. С увеличением $P_{\lambda 2} = 250$ мВт происходит увеличение прохождения на резонансной частоте (приближаясь к уровню прозрачности), сопровождаемое расширением и сдвигом резонансной частоты к низким частотам: $T_{\min\,250\mathrm{mW}} = -8.5$ дБ, $f_{250\mathrm{mW}} = 4.57$ ГГц. Обозначение на кривой *3* (250 мВт) означает, что облучается элемент *3* при мощности оптической накачки 250 мВт. На рисунке 2b, с показана трансформация резонанса *3* с метаструктурой I*, размеры которой позволяют наблюдать в заданном диапазоне частот резонансные отклики *3* и *2*. Видим эффект увеличения $T_{\min}$ с CdS и CdSe в случае $h\nu(\lambda_2 = 0.97\,\text{мкм}) < E_g$ при $P_{\lambda 2} = 250$ мВт. При этом резонанс *2* сохраняется без изменения интенсивности, а резонанс *3* практически исчезает. На рисунке 2d продемонстрирована трансформация резонанса *3* с CdS в случае $h\nu(\lambda_1 = 0.53\,\text{мкм}) > E_g$ без изменения резонанса *2* при $P_{\lambda 1} = 30$ мВт. Сравнивая с рис. 2b, видим, что требуемая для одинаковой трансформации резонанса *3* мощность $P_{\lambda 1} \ll P_{\lambda 2}$.

Наряду с эффектами, наблюдаемыми в микроволновом диапазоне частот, в условиях λ_2-облучения (двухфотонное возбуждение) на поверхности CdS появляется оранжево-красное свечение, идентифицируемое проявлением антистоксовой люминесценции, что согласуется с наблюдениями и исследованиями спектров фотолюминесценции с максимумом в зеленой области при возбуждении рубиновым лазером (0.69 мкм) [25].

Исследуем динамику интерферограммы с метаструктурой I в двух режимах мета-интерферометра.

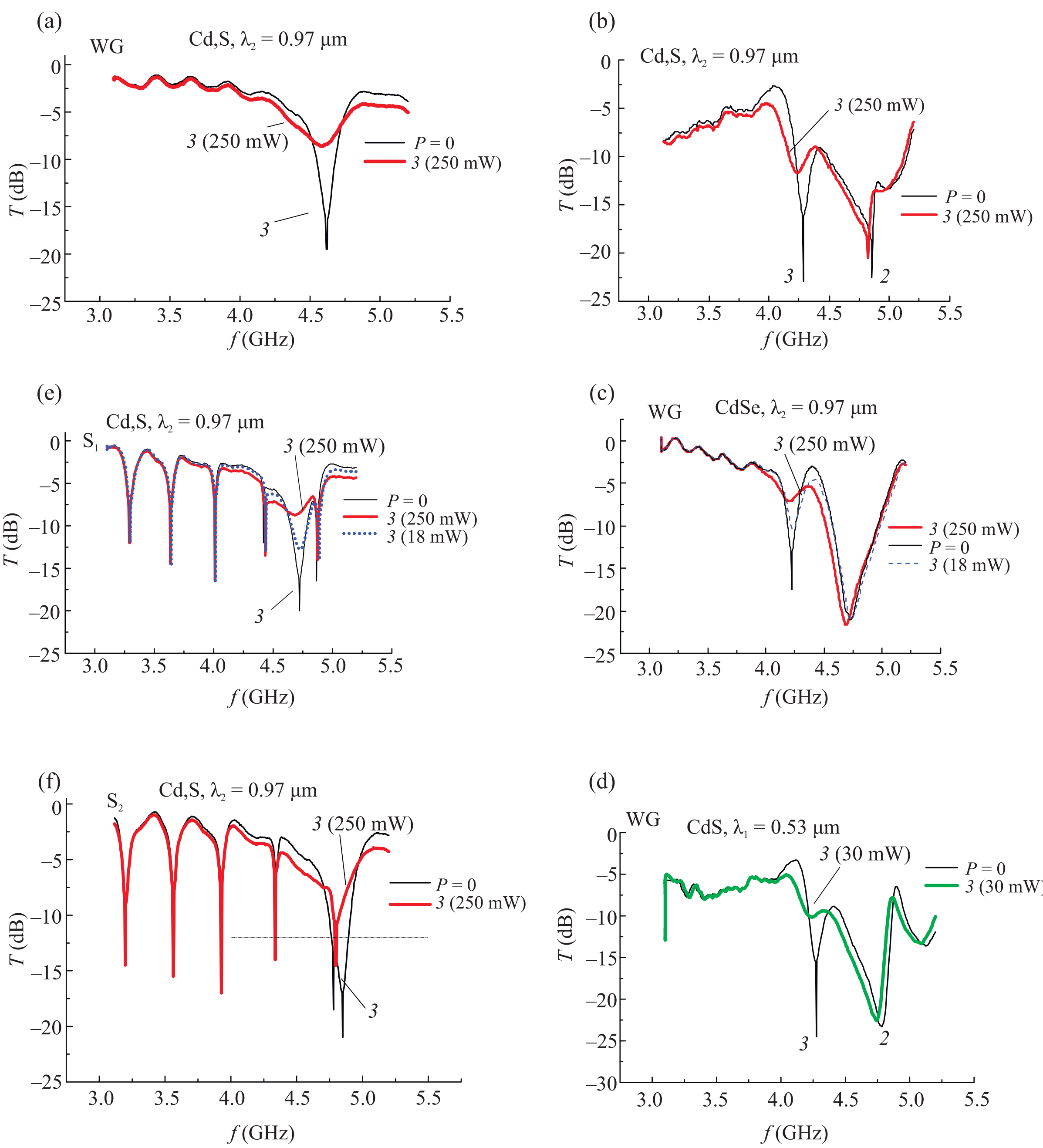

Рис. 2. (Цветной онлайн) Измеренная динамика частотных зависимостей коэффициента прохождения T (дБ) с метаструктурой I и I* при фотовозбуждении CdS или CdSe в разрыве *3* ($\lambda_2 = 0.97$ мкм и $\lambda_1 = 0.53$ мкм) в волноводе (a)–(d) и с CdS в разрыве 3 метаструктуры I в мета-интерферометре при λ_2 (e), (f): I с CdS при λ_2 (a), I* с CdS и CdSe при λ_2 (b), (c), I* с CdS при λ_1 (d), $s_1 = 290$ мм (e), $s_2 = 310$ мм (f)

В случае $s_1 = 290$ мм (рис. 2e) резонанс *3* обусловливает появление дополнительной довольно широкой полосы запрета в интерферограмме между двумя узкими интерференционными полосами запрета интерферометра: ($T_{0\,\min} = -20$ дВ, $f_0 = 4.72$ ГГц). На рис. 2e видно, что с увеличением $P_{\lambda 2}$ плавно увеличивается $T_{\min}$ широкой полосы, приближаясь к уровню прозрачности без изменений других интерференционных полос. При изменении длины H-плеча состояние интерферограммы меняется и появляется возможность совместить узкую интерференционную полосу мета-интерферометра с широкой полосой, связанной с резонансным откликом полоски *3*. Так, в случае $s_2 = 310$ мм (рис. 2f) широкая и узкая полосы запрета совмещаются, и с исчезновением резонанса *3* при $P_{\lambda 2} = 250$ мВт происходит трансформация широкой полосы в узкую: уменьшается ширина резонансной кривой в несколько раз без изменения интерферограммы мета-интерферометра.

Исследования в волноводе и мета-интерферометре показывают, что применяя простейшую метаструктуру I из линейных проводов резонансного размера, можно формировать селективно управляемый многорезонансный отклик. При этом управляется только резонанс, возбуждаемый в медной полоске, нагруженной CdS (CdSe), не оказывая влияние на резонансы в LC-контуре, в проводах решетки и на интерференционные полосы мета-интерферометра. Это связано с увеличением (см. ниже) мнимой части диэлектрической проницаемости CdS (CdSe) с ростом P_{λ}, приводящим к ослаблению наведенных резонансных токов в полоске и тем самым – уменьшению интенсивности резонанса. Возможность легко менять размеры проводов и полоски позволяет менять положение резонансов и формировать разнообразные селективно управляемые отклики, что востребовано при разработке управляемых многополосных фильтров в многофункциональных и многоканальных системах связи.

Селективное управление в многорезонансном отклике наблюдается и с метаструктурой II.

Трансформация ГГц-резонансного отклика с метаструктурой II при фотовозбуждении. Метаструктура II представляет собой цепочку медных резонансных планарных кольцевых киральных элементов (диаметр 6.5 мм), расположенных на расстоянии нескольких миллиметров. В качестве элементов (метаатомов) используются двойные разомкнутые кольца с пластинкой CdS или CdSe, перекрывающей внешний разрыв (double split ring resonators, DSR); дважды разомкнутые одинарные кольца с двумя разрывами, один из которых нагружен пластинкой полупроводника (twice split ring resonators, TSR); спирали в полтора оборота с пластинкой полупроводника между внешним и внутренним проводом (Sp). Элементы изготовлены методами фотолитографии на металлизированных медью полиамидных пленках. Double split ring resonators DSR довольно подробно изучены теоретически и экспериментально, предложены авторами работ [30, 31].

Метаструктуру располагаем вдоль оси волновода так, чтобы микроволновое магнитное поле H было направлено вдоль оси элементов, возбуждая резонансы магнитного типа (схема с метаструктурой II* из трех элементов в волноводе представлена на рис. 3).

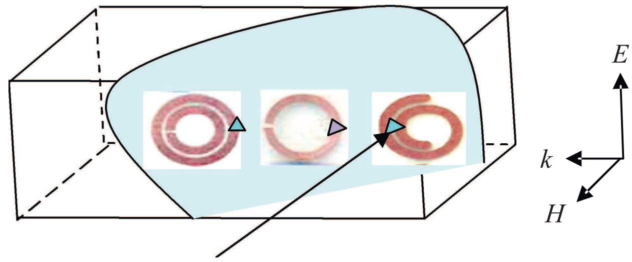

Рис. 3. (Цветной онлайн) Метаструктура II из трех кольцевых элементов в волноводе (схема)

Исследуем функциональные электромагнитные свойства метаструктур II и II* при фотовозбуждении CdS и CdSe. Метаструктура II содержит в цепочке 2 элемента: TSR с CdSe в одном из разрывов и DSR с CdSe во внешнем разрыве (вставка к рис. 4a, b); метаструктура II* содержит 3 элемента: DSR, DSR с CdS во внешнем разрыве и Sp с CdSe между внешним и внутренним проводом (вставка к рис. 4c).

Трансформация резонансных свойств метаструктур II и II* в волноводе в условиях двухфотонного возбуждения приведена на рис. 4a–c. Фото метаструктур представлены на соответствующих вставках, каждому элементу соответствует определенный резонансный отклик в спектре T, который отмечаем номером элемента. Информация о мощности оптической накачки содержит номер облучаемого элемента.

Рисунок 4a, b относится к метаструктуре II из двух метаатомов: twice split ring resonator TSR с CdSe в одном из разрывов и double split ring resonator DSR с CdSe в разрыве внешнего кольца (отмечаем цифрами *1* и *2* элементы на фото и соответствующие отклики на графиках). На рисунке 4a показана трансформация резонансного отклика *1* с изменением $P_{\lambda 2}$ при облучении TSR (*1*). Наблюдаем плавное увеличение $T_{\min}$ резонанса *1*, сопровождаемое смещением резонансной частоты к низким частотам, без изменения резонанса *2*. На рисунке 4b изменения происходят с резонансным откликом *2*, без изменения резонанса *1*, при облучении DSR (*2*).

Рисунок 4c относится к метаструктуре II*, состоящей из трех метаатомов: DSR (*1*), DSR с CdS (*2*), Sp с CdSe (*3*). Показана поочередная трансформация резонансов *2* и *3* при поочередном облучении элементов *2* и *3* с поочередным увеличением $T_{\min}$ в случае $P_{\lambda 2} = 250$ мВт. Видим, что облучение CdS в элементе *2* приводит к трансформации резонанса *2* практически до уровня прозрачности (резонанс исчезает) и не влияет на резонансы *1* и *3*. Облучение CdSe в элементе *3* приводит к увеличению $T_{\min}$ резонанса *3*

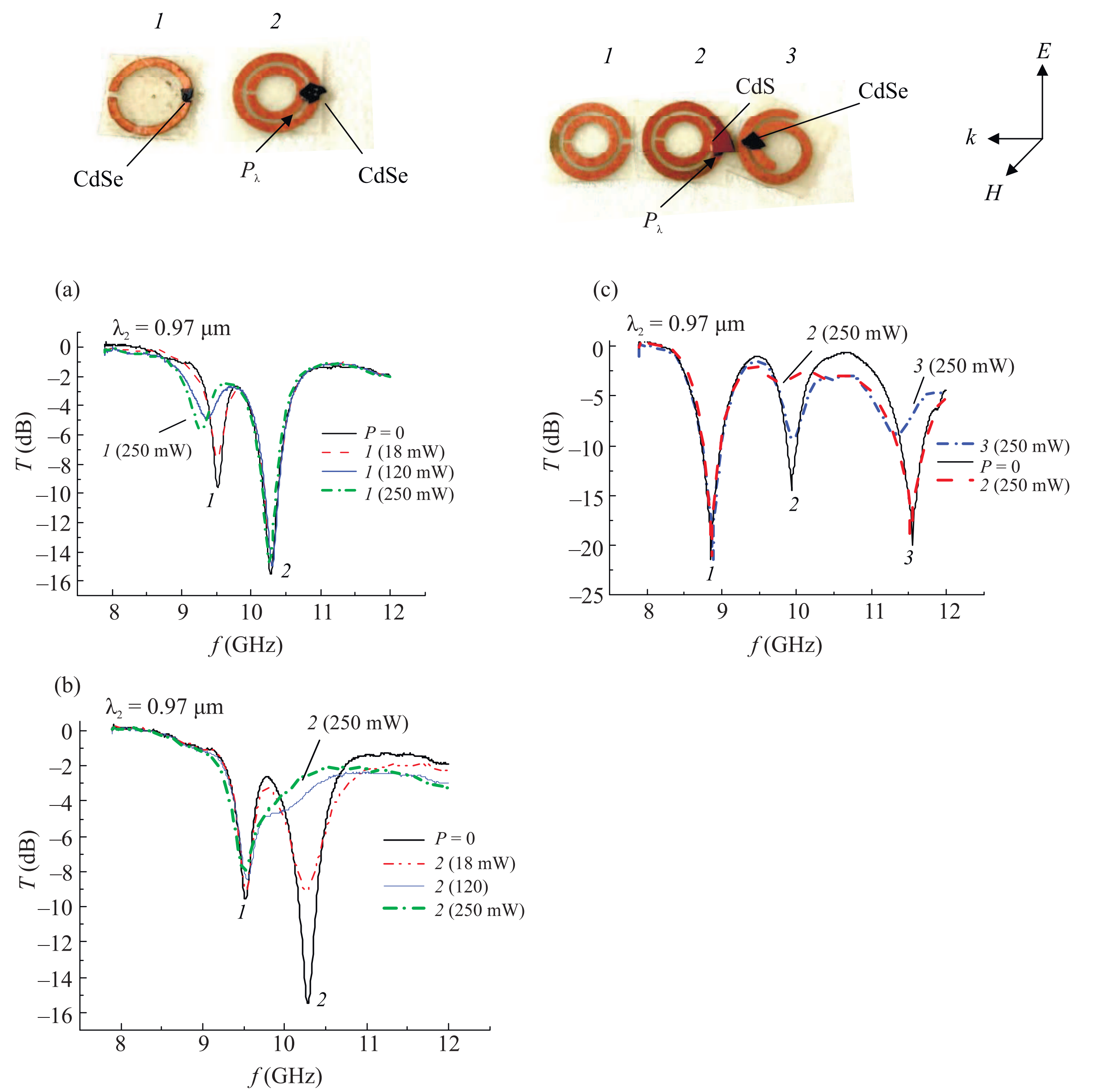

Рис. 4. (Цветной онлайн) Измеренная динамика частотных зависимостей коэффициента прохождения T (дБ) в волноводе при изменении $P_{\lambda 2}$: с метаструктурой II (TSR-*1* с CdSe в разрыве и DSR-*2* с CdSe в разрыве внешнего кольца) (a), (b), (a) – облучение *1*, (b) – облучение *2*; с метаструктурой II* (DSR-*1*, DSR-*2* с CdS, Sp-*3* с CdSe) (c). Фото метаструктур на соответствующих вставках

без изменения резонанса *1* при небольшом изменении резонанса *2*.

Таким образом, разная геометрия элементов, отличия собственных резонансных частот приводят к формированию многорезонансного отклика метаструктур II, II* в спектре коэффициента прохождения в микроволновом диапазоне частот, а при адресном волоконно-оптическом воздействии на определенный разрыв с CdS или CdSe соответствующего элемента к возможности селективного управления.

Для выяснения отличий, связанных с однофотонным возбуждением, исследуем воздействие $P_{\lambda 1}$ на резонансный отклик в микроволновом диапазоне частот в сравнении с $P_{\lambda 2}$, используя одинарное кольцо TSR с CdSe (CdS) в разрыве (рис. 5a, b). На рисунке 5a видно, что при $P = 0$ коэффициент прохождения $T_{0\,\mathrm{min}} = -16$ дБ, $f_0 = 10.07$ ГГц. При мощности облучения $P_{\lambda 1} = 4$ мВт (плотность потока энергии $S_1 = 0.032$ Вт/см^2, $T_{1\,\mathrm{min}} = -7$ дБ, $f_1 = 9.95$ ГГц), для достижения таких же параметров резонанса тре-

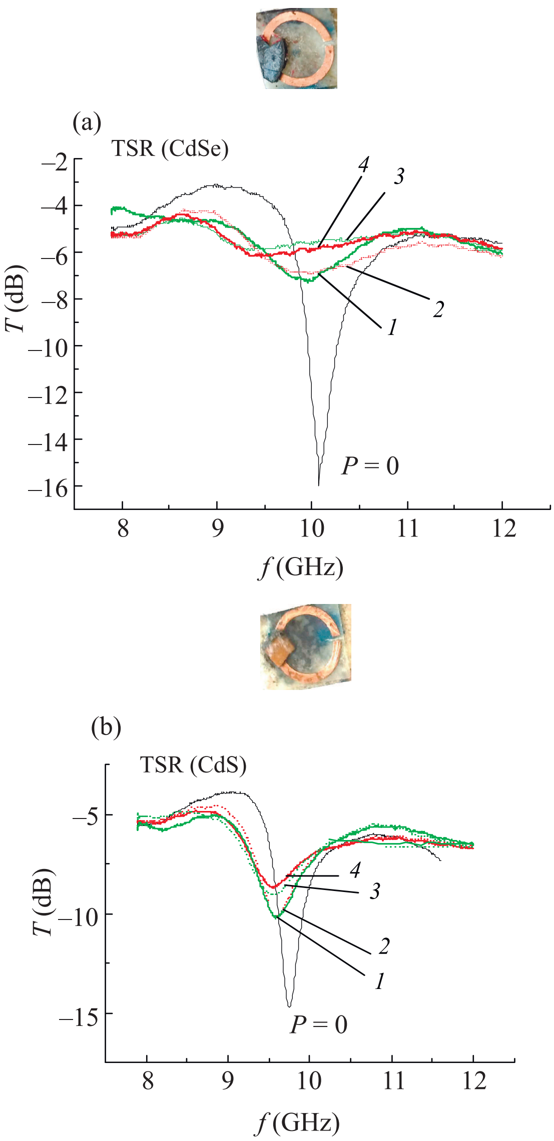

Рис. 5. (Цветной онлайн) Трансформация частотной зависимости микроволнового резонансного отклика TSR в волноводе при изменении $P_{\lambda 1}$ и $P_{\lambda 2}$: (a) – с CdSe, *1* – $P_{\lambda 1} = 4$ мВт ($S_1 = 0.032$ Вт/см^2); *2* – $P_{\lambda 2} = 90$ мВт ($S_2 = 2.9$ Вт/см^2); *3* – $P_{\lambda 1} = 20$ мВт ($S_1 = 0.16$ Вт/см^2); *4* – $P_{\lambda 2} = 200$ мВт ($S_2 = 6.4$ Вт/см^2); (b) – с CdS, *1* – $P_{\lambda 1} = 1$ мВт ($S_1 = 0.008$ Вт/см^2); *2* – $P_{\lambda 2} = 100$ мВт ($S2 = 3.2$ Вт/см^2); *3* – $P_{\lambda 1} = 4$ мВт ($S_1 = 0.032$ Вт/см^2); *4* – $P_{\lambda 2} = 230$ мВт ($S_2 = 7.3$ В/см^2)

буется $P_{\lambda 2} = 90$ мВт ($S_2 = 2.9$ Вт/см^2). С увеличением $P_{\lambda 1} = 20$ мВт ($S_1 = 0.16$ Вт/см^2) увеличивается $T_{2\,\min}$ почти до уровня прозрачности (со стороны высоких частот), требуемая для этого $P_{\lambda 2} = 200$ мВт ($S_2 = 6.4$ Вт/см^2). Видим, что для достижения одного и того же значения $T_{\min}$ мощность $P_{\lambda 2} \gg P_{\lambda 1}$. При этом максимальное смещение частоты резонанса в сторону низких частот составляет 5 %. На рисунке 5b аналогичный эффект подтверждается для TSR с CdS.

Для выяснения влияния электромагнитных свойств CdS и CdSe на трансформацию резонансных откликов важно провести измерения их диэлектрической проницаемости в микроволновом диапазоне частот при одно- и двухфотонном возбуждении, учитывая также отсутствие соответствующих публикаций.

Ниже покажем, что результаты измерений диэлектрической проницаемости CdS и CdSe и результаты, представленные на рис. 5a, b, наряду с теоретическими исследованиями выявляют ряд закономерностей применительно к плотности потоков энергии.

Особенности ГГц-диэлектрической проницаемости образцов CdS и CdSe при одно- и двухфотонном возбуждении. Применив прямой резонаторный метод [32], исследуем динамику комплексной диэлектрической проницаемости $\delta\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ образцов CdS и CdSe в условиях λ_1 и λ_2-облучения в зависимости от P_λ (относительно $P_\lambda = 0$ для исключения из определяемых параметров объема образца). Используем волноводный резонатор ($48 \times 24 \times 40$ мм) отражательного типа, измеряя для повышения чувствительности добротность резонатора не по ширине резонансной кривой, а по глубине (коэффициенту отражения R от резонатора на резонансной частоте f) [33]. Метод позволяет при использовании преимуществ волоконно-оптического облучения исследовать образцы малых размеров. Образец (приблизительные размеры $4 \times 4.5 \times 0.35$ мм) располагаем в пучности микроволнового электрического поля E, направленного параллельно его поверхности. Оптоволокно направляем перпендикулярно к центру образца через отверстие в резонаторе.

Определяем:

$$\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}} = \frac{\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}_{P\lambda}}{\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}_{P=0}} =$$

$$= \left[\frac{1+R_{P\lambda}}{1-R_{P\lambda}} - \frac{1+R}{1-R}\right]\left[\frac{1+R_{P=0}}{1-R_{P=0}} - \frac{1+R}{1-R}\right]^{-1}; \quad (1)$$

$$\delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}} = (\mathrm{Re}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}_{P\lambda} - 1)(\mathrm{Re}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}_{P=0} - 1)^{-1} =$$

$$= [(f - f_{P\lambda})f_{P=0}][(f - f_{P=0})f_{P\lambda}]^{-1}, \quad (2)$$

где R, $R_{P=0}$, $R_{P\lambda}$ – коэффициент отражения по напряжению от пустого резонатора, резонатора с образцом при $P = 0$ и при P_λ; f, $f_{P=0}$, $f_{P\lambda}$ – частота резонатора без образца, с образцом при $P = 0$ и при P_λ.

Результаты измерений образцов CdS и CdSe приведены на рис. 6a, b. На рисунках 6a, b видно,

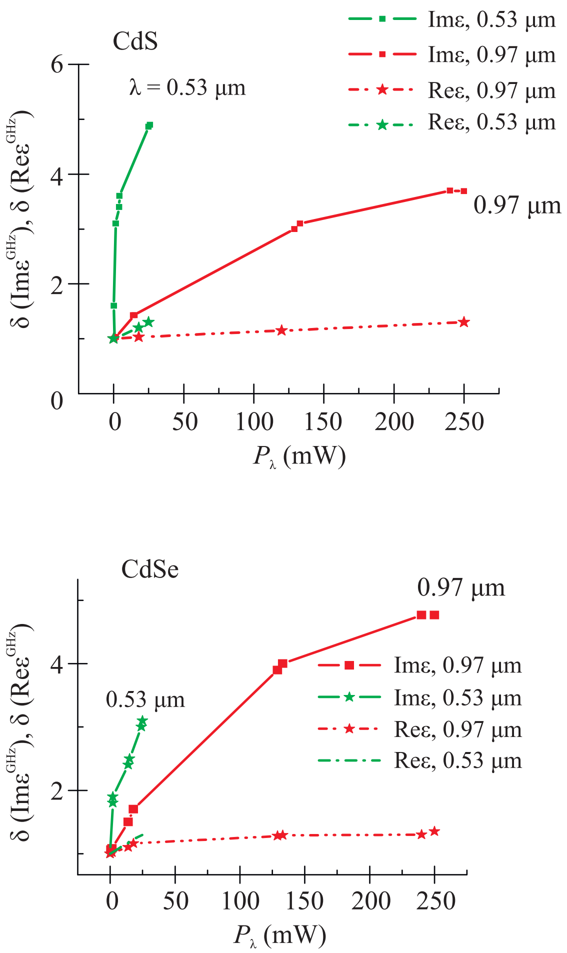

Рис. 6. (Цветной онлайн) Измеренная в резонаторе динамика диэлектрической проницаемости $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ и $\delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ относительно $P_\lambda = 0$ в зависимости от P_λ образцов CdS и CdSe при $\lambda_1 = 0.53$ мкм и $\lambda_2 = 0.97$ мкм. Сплошные линии ($\mathrm{Im}\,\varepsilon$), пунктирные ($\mathrm{Re}\,\varepsilon$) для CdS (a) и CdSe (b)

что $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ (сплошная кривая) увеличивается в несколько раз с ростом P_λ (приближаясь к насыщению в случае возбуждения при $\lambda_2 = 0.97$ мкм). Наблюдается увеличение $\delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ (пунктирная кривая), что является отклонением от модели Друде, предсказывавшей уменьшение. Увеличение $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ согласуется с моделью Друде и наблюдениями в ТГц-диапазоне с другими полупроводниками [16]. Как видно из рис. 6a, b, в CdS и CdSe наблюдается одинаковое увеличение $\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ при однофотонном и двухфотонном возбуждении при требуемых величинах $P_{\lambda 2} \gg P_{\lambda 1}$ (дополнительное условие см. ниже).

Наблюдаемые изменения $\delta\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ согласуются с динамикой резонансных откликов метаструктур и объясняют их свойства. Так, увеличение $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ с ростом P_λ приводит к ослаблению наведенных резонансных токов в элементах метаструктуры и тем самым уменьшает интенсивность резонанса; увеличение $\delta\,\mathrm{Re}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ должно приводить к смещению частоты микроволнового отклика к низким частотам, что и наблюдается (рис. 5).

Обнаруженные закономерности применительно к плотности потоков энергии $\mathbf{S_1}$ (при $\boldsymbol{P_{\lambda 1}}$) и $\mathbf{S_2}$ (при $\boldsymbol{P_{\lambda 2}}$). Представляет интерес сопоставить наблюдаемые закономерности с результатами теоретического исследования одно- и двухфотонного возбуждения уровней объектов атомномолекулярного типа. В [34] приведено учитывающее эффект насыщения населенностей, связанного у полупроводников с электрон-дырочной рекомбинацией, выражение для разности населенностей основного 1 и возбужденного 2 уровней в стационарном режиме при резонансах q-го порядка (однофотонному резонансу соответствует $q = 1$, двухфотонному $q = 2$), откуда для достаточно низкой температуры следует определяющая концентрацию носителей заряда населенность возбужденного уровня

$$\sigma_{22}^{\mathrm{st}} \approx 0.5\{1 + U^2[1 + (\Delta_q - \Omega(\omega))^2 T^2]/|\nu_{12}^{(q)}|^2\}^{-1}. \quad (3)$$

Энергия $U = \hbar/2\sqrt{\tau T}$ насыщения перехода между уровнями 1 и 2 связана с "продольным и поперечным" релаксационными временами (τ – "время жизни верхнего уровня", T – "обратная полуширина перехода между уровнями"), $\Omega(\omega)$ – величина динамического штарковского сдвига частоты перехода 1–2 под действием света частоты ω, $\Delta_q = \omega_{21} - q\omega$ – расстройка для резонанса q-го порядка перехода частоты ω_{21}, $\nu_{12}^{(q)}$ – амплитуда усредненного гамильтониана, выражаемая через комплексные амплитуды $\mathbf{E}_\omega$ световой волны и поляризуемости $\hat{\boldsymbol{\kappa}}_{12}^{(q)}(\omega)$ перехода. В частности, для одно- и вырожденого по частоте ($\omega_{21} \approx 2\omega$) двухфотонного поглощения

$$\nu_{12}^{(1)} = -\mathbf{d}_{12}\mathbf{E}_\omega, \quad \nu_{12}^{(2)} = \sum_k \frac{(\mathbf{d}_{1k}\mathbf{E}_\omega)(\mathbf{d}_{k2}\mathbf{E}_\omega)}{\hbar(\omega_{1k} + \omega)} =$$

$$= \hat{\boldsymbol{\kappa}}_{12}^{(2)}(\omega) : \mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_\omega. \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{d}_{mn}$ – матричные элементы дипольного момента частицы для уровней m и n, k – индексы виртуальных уровней, $|E_\omega|^2 = 2\pi c^{-1} S_\omega$, S_ω – плотность потока энергии световой волны частоты ω.

Из (3), (4) нетрудно найти, что потоки энергии световых волн, необходимых для достижения одинаковых заселенностей возбужденного состояния в одно- и двухфотонном процессах (и, следовательно, для наблюдения одинаковых проявлений фотовозбуждения), должны удовлетворять условию

$$\frac{S_{\omega 2}^2}{S_{\omega 1}} = \frac{c}{2\pi}\frac{|\mathbf{d}_{12}\mathbf{e}_{\omega 1}|^2[1-(\Delta_2-\Omega(\omega_2))^2T^2]}{|\hat{\boldsymbol{\kappa}}_{12}^{(2)}(\omega_2)|^2[1+(\Delta_1-\Omega(\omega_1))^2T^2]}, \tag{5}$$

где двухфотонная поляризуемость $\hat{\boldsymbol{\kappa}}_{12}^{(2)}(\omega) = \sum\limits_k \frac{(\mathbf{d}_{1k}\mathbf{e}_\omega)(\mathbf{d}_{k2}\mathbf{e}_\omega)}{\hbar(\omega_{1k}+\omega)}$, ω_1 и ω_2 – частоты излучения, обеспечивающего одно- и двухфотонное возбуждение, $\mathbf{e}_\omega$ – единичные векторы поляризации этого излучения.

Если расстройки Δ_1 и Δ_2 мало различаются и много меньше ширины возбужденного уровня, а штарковские сдвиги тоже невелики, на выражения в квадратных скобках (5) можно сократить и соотношения для потоков энергии в левой части (5) практически постоянны независимо от заданной концентрации носителей зарядов (лишь бы она была одинаковой для одно- и двухквантового фотовозбуждения).

В экспериментах фотовозбуждение проявляется в зависимостях $T_{\min}$ резонансных откликов и динамике $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$. Одинаковость проявления одно- и двухфотонного возбуждения выражается в достижении одного и того же значения $T_{\min}$ и $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$. При этом обнаруживаются определенные закономерности, связывающие плотность потока энергии S_2 (двухфотонное возбуждение) и S_1 (однофотонное). Следуя теории применительно к микроволновым эффектам, отношение S_2^2/S_1 при достижении $T_{1\min}$ должно сохраняться и при $T_{2\min}$, что согласуется с экспериментами.

Из результатов рис. 5a (CdSe в разрыве TSR) видим: для $T_{1\min} = -7$ дБ отношение $S_2^2/S_1 \cong 263$ Вт/см^2 сохраняется для $T_{2\min} = -6$ дБ ($S_2^2/S_1 \cong 256$ Вт/см^2). На рисунке 5b (CdS в разрыве) для $T_{1\min} = -10$ дБ отношение $S_2^2/S_1 \cong 1300$ Вт/см^2 сохраняется в пределах погрешности для $T_{2\min} = -9$ дБ ($S_2^2/S_1 \cong 1600$ Вт/см^2).

Подобная закономерность выявляется и в зависимостях $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ (рис. 6a, b). Так, у CdS (рис. 6a) для достижения $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon_1^{\mathrm{GHz}} = 1.9$ [$P_{\lambda_2} = 50$ мВт (1.6 Вт/см^2), $P_{\lambda 1} = 0.2$ мВт (0.0016 Вт/см^2)] отношение $S_2^2/S_1 = 1600$ Вт/см^2; для достижения $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon_2^{\mathrm{GHz}} = 2.5$ [$P_{\lambda 2} = 100$ мВт (3.2 Вт/см^2), $P_{\lambda 1} = 1$ мВт (0.008 Вт/см^2)] отношение $S_2^2/S_1 = 1500$ Вт/см^2; для достижения $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon_3^{\mathrm{GHz}} = 3$ [$P_{\lambda 2} = 150$ мВт (4.8 Вт/см^2), $P_{\lambda 1} = 2$ мВт (0.016 Вт/см^2)] отношение $S_2^2/S_1 = 1440$ Вт/см^2; для достижения $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon_4^{\mathrm{GHz}} = 3.5$ [$P_{\lambda 2} = 200$ мВт (6.4 Вт/см^2), $P_{\lambda 1} = 4$ мВт (0.032 Вт/см^2)] отношение $S_2^2/S_1 = 1280$ Вт/см^2. У CdSe (рис. 6b) условие $S_2^2/S_1 \cong 30$ Вт/см^2 выполняется для $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon_{1,2,3}^{\mathrm{GHz}} = 1.9$; 2.5; 3.

Для объектов атомно-молекулярного типа с дискретными уровнями постоянство отношения S_2^2/S_1 объясняется тем, что стационарные населенности уровней устанавливаются в условиях равновесия между процессами релаксации в энергетическом спектре и фотоиндуцированными переходами, вероятность которых при однофотонном возбуждении пропорциональна плотности потока энергии излучения, а при двухфотонном – ее квадрату. В наших опытах изменения этого отношения тоже невелики, для объяснения чего, видимо, можно привлечь аналогию энергетических зон полупроводника с однородно-уширенными уровнями атомно-молекулярного объекта.

Заключение. Впервые в метаструктурах применены CdS и CdSe в разрывах элементов, позволившие в микроволновом диапазоне частот обеспечить волоконно-оптическое адресное воздействие на динамику их диэлектрической проницаемости и обнаружить независимую трансформацию резонансного отклика элемента в многорезонансном спектре при однофотонном ($\lambda_1 = 0.53$ мкм) и двухфотонном ($\lambda_2 = 0.97$ мкм) возбуждении.

Обнаружено увеличение $\mathrm{Re}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ образцов CdS и CdSe с ростом мощности облучения P_λ, что согласуется с динамикой резонансного отклика метаструктуры, смещающегося в сторону низких частот, но является отклонением от модели Друде, предсказывавшей уменьшение.

Обнаружено также увеличение $\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ в несколько раз (с приближением к насыщению в случае двухфотонного возбуждения при λ_2).

Найдены закономерности одинакового проявления одно- и двухфотонного возбуждения в характеристиках $\delta\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ и резонансных откликах при достижении одного и того же значения $\delta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{\mathrm{GHz}}$ и $T_{\min}$ применительно к плотностям потоков световой энергии S_1 (при $P_{\lambda 1}$) и S_2 (при $P_{\lambda 2}$): $S_2 \gg S_1$; $S_2^2/S_1 = \mathrm{constant}$.

Обсуждаемые эффекты экспериментально продемонстрированы с разными метаструктурами в разных электродинамических системах (волновод, метаинтерферометр), разными образцами CdS и CdSe в резонаторе, что отражает общий характер взаимосвязи между явлениями в фотонике и электродинамике при фотовозбуждении.

Полученные результаты открывают новые методы и подходы микроволновой фотоники с применением метаструктур и могут быть полезны в разработке управляемых коммуникационных систем и качественных экспресс-тестов для поиска новых перспективных динамичных сред.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014.

---

1. I. V. Lindell, A. H. Sihvola, S. A. Tretyakov, and A. J. Viitanen, *Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-isotropic Media*, Artech House, Norwood, MA (1994).
2. A. Velez, J. Bonache, and F. Martın, IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett. **18**(1), 28 (2008).
3. P. V. Kapitanova, S. I. Maslovski, I. V. Shadrivov, P. M. Voroshilov, D. S. Filonov, P. A. Belov, and Y. S. Kivshar, Appl. Phys. Lett. **99**, 251914 (2011); https://doi.org/10.1063/1.3671617.
4. Y. X. He, P. He, S. D. Yoon, P. V. Parimi, F. J. Rachford, V. G. Harris, and C. Vittoria, J. Magn. Magn. Mater. **313**, 187 (2007).
5. H. J. Zhao, J. Zhou, Q. Zhao, B. Li, L. Kang, and Y. Bai, Appl. Phys. Lett. **91**(13), 131107 (2007).
6. G. Srinivasan, A. S. Tatarenko, and M. I. Bichurin, Electron. Lett. **41**(10), 596 (2005).
7. R. J. Cameron, C. M. Kudsia, and R. R. Mansour, *Microwave Filters for Communication Systems: Fundamentals, Design, and Applications*, 2nd ed., Wiley, Hoboken, NJ, USA (2018), p. 928.
8. Y. J. Zhao, B. C. Zhou, Z. K. Zhang, R. Zhang, and B. Y. Li, Optoelectron. Lett. **13**(2), 120 (2017); DOI: 10.1007/s11801-017-7008-7.
9. A. R. Brown and G. M. Rebeiz, IEEE Trans. Microw. Theory Techn. **48** (7), 1157 (2000); DOI: 10.1109/22.848501.
10. A. Genc and R. Baktur, Microw. Opt. Technol. Lett. **51**(10), 2394 (2009); DOI: 10.1002/mop.24641.
11. Г. А. Крафтмахер, В. С. Бутылкин, Ю. Н. Казанцев, В. П. Мальцев, Письма в ЖЭТФ **109**(4), 224 (2019).
12. X. S. Ma, S. Zotter, N. Tetic, A. Qarry, T. Jennewein, and A. Zeilinger, Opt. Express **19**(23), 22723 (2011).
13. B. I. Popa and S. A. Cummer, Phys. Rev. B **85**(20), 205101 (2012).
14. D. Bensafieddine, F. Djerfaf, F. Chouireb, and D. Vincent, Applied Physics A: Materials Science and Processing **124**(9), 581 (2018); DOI: 10.1007/s00339-018-2004-8.
15. V. Butylkin, Yu. Kazantsev, G. Kraftmakher, and V. Mal'tsev, Appl. Phys. A. **123**(1), 57 (2017); DOI: 10.1007/s00339-016-0705-4.
16. H. T. Chen, J. F. O'Hara, A. K. Azad, and A. J. Taylor, Laser Photonics Rev. **5**(4), 513 (2011); DOI: 10.1002/Ipor.201000043.
17. W. J. Padilla, A. J. Taylor, C. Highstrete, M. Lee, and R. D. Averitt, Phys. Rev. Lett. **96**, 107401 (2006).
18. H. T. Chen, W. J. Padilla, J. Zide, A. C. Gossard, A. J. Taylor, and R. D. Averitt, Nature **444**, 597 (2006); DOI:10.1038/nature05343.
19. S. Xiao, T. Wang, X. Jiang, T. Liu, C. Zhou, and J. Zhang, J. Phys. D: Appl. Phys. **53**, 503002 (2020).
20. J. M. Manceau, N.-H. Shen, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, and S. Tzortzakis, Appl. Phys. Lett. **96**, 021111 (2010).
21. О. Маделунг, *Теория твердого тела*, Наука, Главная редакция физико-математической литературы, М. (1980), с. 414.
22. Л. А. Фальковский, УФН **178**(9), 923 (2008); DOI: 10.3367/UFNr.0178.200809b.0923.
23. C. Rizza, A. Ciattoni, F. De Paulis, A. Orlandi, E. Palange, and L. Colombo, J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 135103 (2015); DOI:10.1088/0022-3727/48/13/135103.
24. М. Л. Кулыгин, Г. Г. Денисов, Ю. В. Родин, Письма в ЖТФ **37**(8), 49 (2010).
25. R. Braunstein and N. Ockman, Phys. Rev. **134**(2A), A499 (1964).
26. В. К. Конюхов, Л. А. Кулевский, А. М. Прохоров, ДАН **173**(5), 1048 (1967).
27. А. З. Грасюк, В. Ф. Ефимков, И. Г. Зубарев, В. А. Катулин, А. Н. Менцер, ФТТ **8**(6), 1953 (1966).
28. В. П. Грибковский, *Теория поглощения и пропускания света в полупроводниках*, Наука и техника, Минск (1975), с. 452.
29. G. Kraftmakher, V. Butylkin, Y. Kazantsev, and V. Mal'tsev, Electron. Lett. **53**(18), 1264 (2017).
30. J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, IEEE Trans. MTT **47**(11), 2075 (1999).
31. M. V. Kostin and V. V. Shevchenko, *Advances in Complex Electromagnetic Materials*, ed. by A. Priou, A. Sihvola, S. Tretyakov, and A. Vinogradov, NATO ASI Series, Kluver Acad. Publ., Netherlands, Dordrecht (1997), p. 261.
32. Б. Лакс, К. Баттон, *Сверхвысокочастотные ферриты и ферримагнетики*, Мир, М. (1965), 675 с.
33. Ю. Н. Казанцев, Г. А. Крафтмахер, ФММ **67**(5), 902 (1989).
34. В. С. Бутылкин, А. Е. Каплан, Ю. Г. Хронопуло, Е. И. Якубович, *Резонансные взаимодействия света с веществом*, Наука, Главная редакция физико-математической литературы, М. (1977), с. 352.