

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 535-14;537.67

ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ МИКРОВОЛНОВАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ: ЭКСИТОННЫЙ МЕХАНИЗМ

© 2023 г. В. С. Бутылкин^а, *, П. С. Фишер^а, Г. А. Крафтмахер^а, Ю. Н. Казанцев^а,
Д. С. Каленов^а, В. П. Мальцев^а, М. П. Пархоменко^а

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: vasebut@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.08.2022 г.

После доработки 10.09.2022 г.

Принята к публикации 25.10.2022 г.

Существенные различия, наблюдаемые в поведении фотоиндуцированной диэлектрической проницаемости ϵ полупроводников в гигагерцовом (ГГц) и терагерцовом (ТГц) диапазонах, объясняются в рамках механизма экситонов различным расположением этих диапазонов относительно частот межуровневых переходов экситона. Измерения в ГГц-диапазоне фотоиндуцированного изменения $\text{Im}\epsilon(P_\lambda)$ и $\text{Re}\epsilon(P_\lambda)$ образцов CdS, CdSe и Si в волноводном резонаторе ($f = 4.7$ ГГц) и пропускания T образцов Si в свободном пространстве ($f = 8...36$ ГГц) при волоконно-оптическом облучении (мощность $P_\lambda = 0...370$ мВт, $\lambda = 0.97$ мкм), обнаруживающие не-дреподобный отклик, подтверждают выводы теории: увеличение $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ с ростом P_λ и увеличение пропускания T с понижением частоты f при фиксированной мощности P_λ .

DOI: 10.31857/S003384942302002X, EDN: LBTXGY

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследуются управляемые и реконфигурируемые метаструктуры, в которых электродинамические объекты объединяются с объектами, обладающими физическими свойствами, изменяемыми при внешнем воздействии. Использование варактора позволяет осуществить электрическое управление [1, 2], ферромагнетика — магнитное [3, 4], варактора в комбинации с магнетиком — магнитоэлектрическое [5], оптическое достигается применением полупроводников [6–13]. Например, как показано в [5], применение метаструктуры “ферритовая пластина + нагруженные варакторами проводящие элементы в виде диполя или колец” в качестве разделителя пучка в модифицированном мета-интерферометре приводит к возможности управления интерферограммой магнитным и электрическим внешними полями. При этом наблюдается селективно управляемая невзаимность прохождения микроволн в интерференционных полосах запрета при воздействии управляемого магнитостатическим полем ферромагнитного и электрически управляемого дипольного резонансов на дисперсионные характеристики.

Радиофотонный прорыв и развитие микроволновой фотоники, связанной с проблемами передачи, приема, и преобразования информации с

помощью волн микроволнового диапазона и фотонных систем, инициируют разработку метаматериалов, позволяющих использовать прямые оптические методы управления в микроволновом диапазоне, основанные на применении полупроводников в условиях возбуждения управляющим оптическим облучением. Разнообразие полупроводников и метаструктур, возможности волоконно-оптического управления, позволяющего оказывать воздействие на отдельные метатомы структуры, могут стимулировать обнаружение новых свойств или выяснение механизмов фотовозбуждения.

Управляемые методами фотоники метаструктуры, содержащие резонансные электропроводящие дипольные и киральные элементы с CdS и CdSe в разрывах, впервые предложены, реализованы и исследованы в волноводе и мета-интерферометре в диапазоне 3...12 ГГц в работе [13]. В этой работе впервые экспериментально обнаружено, что при изменении мощности оптического излучения P_λ , направляемого оптоволоком в область разрыва, в ситуациях, когда энергия фотона не только выше ширины запрещенной зоны, но и ниже ее, в спектре прохождения микроволнового излучения происходит трансформация резонансного отклика соответствующего элемента. Продemonстрировано 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. При этом были обнаружены взаимосвязь резонансных откликов метаструктур и интерферограммы с мнимой $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ и действительной $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ частями фотоиндуцированной диэлектрической проницаемости. В [13] обнаружено также отклонение от модели Друде [14].

В данной работе для анализа поведения фотоиндуцированной диэлектрической проницаемости ϵ полупроводников в широком диапазоне частот развивается теория в рамках экситонного механизма, предложенного нами в [15], при использовании модели многоуровневой квантовой системы [16, 17]. Экспериментальное подтверждение недрудеподобных откликов получено измерениями в гигагерцовом (ГГц) диапазоне фотоиндуцированной ϵ образцов CdS, CdSe и Si в волноводном резонаторе и пропускания T образцов Si в свободном пространстве при волоконно-оптическом облучении ($P_\lambda = 0...370$ мВт, $\lambda = 0.97$ мкм).

1. ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ (ТЕОРИЯ)

Рассмотрим вывод соотношений, необходимых для анализа фотоиндуцированного изменения диэлектрической проницаемости $\delta\epsilon$ полупроводников в широком диапазоне частот ω ($\Delta\omega_{\text{ex}}$ — область частот переходов между уровнями экситона) с учетом возможных резонансов на частотах переходов, включая выделение медленных компонент элементов матрицы плотности экситонов.

Вклад $\delta\epsilon_{\omega}^{\text{ex}} = 4\pi N^{\text{ex}} \chi_{\omega}^{\text{ex}}$ экситонов в диэлектрическую проницаемость среды связан с амплитудой суммарной поляризации экситонов единицы объема среды

$$\vec{P}_{\omega}^{\text{ex}} = N^{\text{ex}} \langle \hat{\vec{d}} \rangle_{\omega} = N^{\text{ex}} \chi_{\omega}^{\text{ex}} \vec{E}_{\omega}$$

(N^{ex} — концентрация экситонов) и с восприимчивостью экситона $\chi_{\omega}^{\text{ex}}$ на частоте $\omega = 2\pi f$. Используя представление взаимодействия в соответствии с [16], определяем $\chi_{\omega}^{\text{ex}}$ через амплитуду спектральной компоненты квантово-механического среднего от оператора $\hat{\vec{d}}$ дипольного момента экситона

$$\langle \hat{\vec{d}} \rangle = \sum_{r,r'} \sigma_{rr'} \vec{d}_{r',r} \exp(i\omega_{r',r} t). \quad (1)$$

Здесь $\vec{d}_{r',r} = \vec{d}_{rr'}^*$ и $\sigma_{r',r} = \sigma_{rr'}^*$ — матричные элементы оператора дипольного момента и матрицы плотности (статистического оператора) для соответствующих состояний квантовой системы, мо-

делирующей экситон, σ_{rr} — населенность r -го уровня, $\omega_{rr'} = (\mathcal{E}_r - \mathcal{E}_{r'}) \hbar^{-1}$ — частота перехода между уровнями с собственными энергиями $\mathcal{E}_r, \mathcal{E}_{r'}$. Совокупность индексов r соответствует всем состояниям системы, включая подуровни, на которые расщепляются уровни из-за взаимодействия с диссипативной системой с главным квантовым числом n . При этом r упорядочены так, что их рост сопровождается увеличением энергии состояния $\mathcal{E}_r$.

Кинетическое уравнение, необходимое для описания поведения элементов $\sigma_{rr'}$ матрицы плотности под действием электрического поля

$$\dot{\vec{E}} = \sum_j \vec{e}_j E_j \exp(-i\omega_j t)$$

микроволнового (частота $\omega_j = \omega$) и оптического (частота $\omega_j = \Omega$) излучения ($\vec{e}_j$ — единичный вектор в направлении поляризации j -й волны), приведем в виде системы уравнений с явно выделенной зависимостью от времени коэффициентов при элементах матрицы плотности:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{rr}}{dt} + \sum_k (\sigma_{rr} w_{rr''} - \sigma_{r''r} w_{r''r}) = \\ = -\frac{i}{\hbar} \sum_{r'',j} \{ V_{rr''}^{(j)} \sigma_{r''r} \exp[i(\omega_{rr''} - \omega_j)t] - \\ - \sigma_{rr''} V_{r''r}^{(j)} \exp[i(\omega_{r''r} - \omega_j)t] \}, \\ \left(\frac{d}{dt} + \tau_{rr'}^{-1} \right) \sigma_{rr'} = -\frac{i}{\hbar} \sum_{r'',j} \{ V_{rr''}^{(j)} \sigma_{r''r'} \exp[i(\omega_{rr''} - \omega_j)t] - \\ - \sigma_{rr''} V_{r''r'}^{(j)} \exp[i(\omega_{r''r'} - \omega_j)t] \}. \end{aligned} \quad (2)$$

В (2), (3) использованы представление взаимодействия и дипольное приближение, в котором оператор энергии взаимодействия с излучением $\hat{V} = -\hat{\vec{d}} \vec{E}$, а $V_{rr'}^{(j)} = -\vec{d}_{rr'} \vec{e}_j E_j$; $w_{rr''}$ и $w_{r''r}$ — вероятности релаксационных переходов системы за единицу времени из состояния r в состояние r'' и из состояния r'' в r , $\tau_{rr'}$ — время поперечной релаксации для перехода между уровнями r и r' .

Как следует из (1), непосредственного вклада населенностей σ_{rr} экситонных уровней в $\langle \hat{\vec{d}} \rangle$ нет, поскольку диагональные элементы дипольного момента экситона равны нулю. При вычислении вклада недиагональных элементов примем во внимание, что в измерениях $\epsilon_{\omega}^{\text{ex}}$ микроволновая частота ω при сканировании может проходить через резонансы с частотами переходов между уровнями. Существенное значение могут иметь также резонансы с участием оптической частоты Ω и частот переходов из состояний дискретного спектра в состояния непрерывной его части. Учет резонансов ведется методом усреднения [17, 18]. В элементах матрицы плотности выделяют медлен-

ные $\bar{\sigma}_{rr'}$ и быстропеременные $\tilde{\sigma}_{rr'}$ компоненты ($\sigma_{rr'} = \bar{\sigma}_{rr'} + \tilde{\sigma}_{rr'}$), на данном этапе нам достаточно первого приближения, в котором в правых

частях (2), (3) пренебрегают быстропеременными компонентами матрицы плотности. В результате (3) переходит в уравнение

$$\left(\frac{d}{dt} + \tau_{rr'}^{-1}\right) \sigma_{rr'} = -\frac{i}{\hbar} \sum_{r''} \left[V_{rr''}^{(j)} \bar{\sigma}_{r''r'} \exp(i\delta_{rr''}^j t) - \bar{\sigma}_{rr''} V_{r''r'}^{(j)} \exp(i\delta_{r''r'}^j t) \right], \quad (4)$$

где введены расстройки $\delta_{rr''}^j = (\omega_{rr''} - \omega_j)$. Полученное при интегрировании в приближении постоянства величин $V_{rr''}^{(j)}$ и элементов $\bar{\sigma}_{rr''}$ установившееся его решение

$$\sigma_{rr'} = -\frac{i}{\hbar} \sum_{r''} \left[\frac{V_{rr''}^{(j)} \bar{\sigma}_{r''r'}}{(i\delta_{rr''}^j + \tau_{rr'}^{-1})} \exp(i\delta_{rr''}^j t) - \frac{\bar{\sigma}_{rr''} V_{r''r'}^{(j)}}{(i\delta_{r''r'}^j + \tau_{rr'}^{-1})} \exp(i\delta_{r''r'}^j t) \right] \quad (5)$$

описывает стационарную ситуацию, в которой переходные процессы можно считать завершившимися. Подставив (5) в (1), получаем поляризацию экситона

$$\langle \hat{d} \rangle = -\frac{i}{\hbar} \sum_{r,r'} \bar{d}_{r,r'} \sum_{r''} \left\{ \frac{V_{rr''}^{(j)} \bar{\sigma}_{r''r'}}{(i\delta_{rr''}^j + \tau_{rr'}^{-1})} \exp(i\omega_{r''r'} t) - \frac{\bar{\sigma}_{rr''} V_{r''r'}^{(j)}}{(i\delta_{r''r'}^j + \tau_{rr'}^{-1})} \exp(i\omega_{r''r'} t) \right\} \exp(-i\omega_j t). \quad (6)$$

Чтобы найти амплитуду на частоте ω_j , в первом слагаемом надо в суммах по r'' полагать $r'' = r'$, во втором $r'' = r$. Умножив на $\bar{e}_j$, находим связанную с восприимчивостью $\chi_{(jj)}^{\text{ex}}(\omega_j)$ проекцию

$$\begin{aligned} \langle \hat{d}(\omega_j) \rangle_{(j)} &= \sum_{\substack{r'=1,2,\dots; \\ r>r'}} (\bar{\sigma}_{r'r'} - \bar{\sigma}_{rr}) \times \\ &\times \frac{2 \left| (d_{(j)})_{rr'} \right|^2 \omega_{rr'} \left[(\omega_{rr'}^2 - \omega_j^2 + \tau^{-2}) + 2i\tau^{-1}\omega_j \right]}{\hbar \left[(\omega_{rr'}^2 - \omega_j^2)^2 + 2(\omega_{rr'}^2 + \omega_j^2)\tau^{-2} + \tau^{-4} \right]} E_j = (7) \\ &= \chi_{(jj)}^{\text{ex}}(\omega_j) E_j. \end{aligned}$$

Нижние индексы j дипольных моментов, восприимчивостей и поляризуемостей означают, что взяты проекции на направления $\bar{e}_j$.

В итоге представим экситонный вклад в фотоиндуцированную микроволновую диэлектрическую проницаемость полупроводника в виде, учитывающем возможные резонансы:

$$\begin{aligned} \delta \epsilon_{(\omega\omega)}^{\text{ex}}(\omega) &= 4\pi N^{\text{ex}} \chi_{(\omega\omega)}^{\text{ex}}(\omega) = 4\pi N^{\text{ex}} \times \\ &\times \sum_{\substack{r'=1,2,\dots; \\ r>r'}} (\bar{\sigma}_{r'r'} - \bar{\sigma}_{rr}) \frac{\left| (d_{(\omega)})_{rr'} \right|^2}{\hbar} \times \\ &\times \frac{2\omega_{rr'} (\omega_{rr'}^2 - \omega^2 + \tau_{rr'}^{-2} + 2i\omega\tau_{rr'}^{-1})}{(\omega_{rr'}^2 - \omega^2)^2 + 2(\omega_{rr'}^2 + \omega^2)\tau_{rr'}^{-2} + \tau_{rr'}^{-4}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Разумеется, (8), как и другие соответствующие соотношения, необходимо дополнять поправкой на фактор локального поля, которая, например в кварце, может иметь вид $(\bar{\epsilon} + 2)/3$ с учетом преобладания доли решетки и валентных электронов. Кроме того, поскольку в (8) состояния непрерывной части энергетического спектра экситонов учтены, в ϵ_ω не включена добавка, связываемая со свободными носителями заряда.

Из (8) следует, что в условиях, близких к термодинамическому равновесию:

1) для всего рассматриваемого диапазона частот характерно увеличение $\text{Im}\epsilon$ с ростом P_λ (экспериментальное подтверждение продемонстрировано для Гц-диапазона, рис. 1а)

2) на частотах $\omega > \Delta\omega_{\text{ex}}$ (терагерцы, оптика), когда населенность экситонных уровней убывает с увеличением их собственных энергий, реализуется друдеподобное поведение: уменьшение $\text{Re}\epsilon$ с ростом мощности облучения P_λ и увеличение $\text{Im}\epsilon$ (соответственно, уменьшение T) с понижением частоты при фиксированной P_λ (экспериментальное подтверждение на рис. 1 в [19]).

3) на частотах $\omega < \Delta\omega_{\text{ex}}$ (гигагерцы) проявляется не-друдеподобное поведение $\text{Re}\epsilon$ (увеличение с ростом P_λ , экспериментальное подтверждение на рис. 1б), и $\text{Im}\epsilon$, убывающей с понижением частоты ω при одинаковом облучении, что приводит к росту пропускания T (экспериментальное подтверждение на рис. 3).

4) в переходной области (частоты $\omega \cong \Delta\omega_{\text{ex}}$) зависимость $\text{Im}\epsilon(\omega)$ и коэффициента поглощения имеет вид колоколообразной кривой, поднимающейся с увеличением мощности фотооблучения (эксперимент см. в [19, рис. 1]). Проявляется влияние резонансов в виде пиков при совпадении частоты ω с частотой отдельного перехода $\omega_{rr'}$, которые экспериментально могут быть обнаружены при низких температурах.

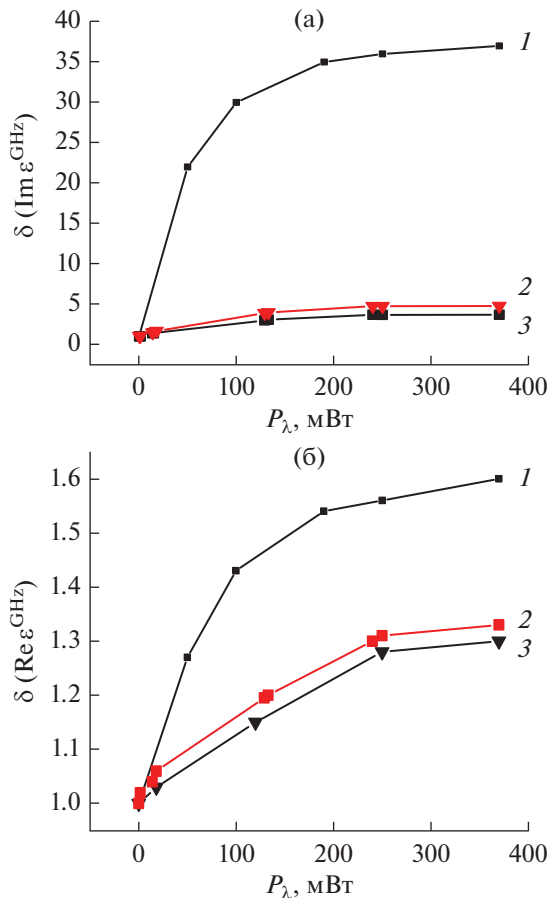


Рис. 1. Измеренная в волноводном резонаторе ($f = 4.72$ ГГц) относительно $P_\lambda = 0$ динамика диэлектрической проницаемости Si (1), CdSe (2) и CdS (3) при изменении P_λ ($\lambda = 0.97$ мкм): $\delta \text{Im} \epsilon^{\text{GHz}}$ (а) и $\delta \text{Re} \epsilon^{\text{GHz}}$ (б).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для измерений фотоиндуцированной ϵ используем прямой резонаторный метод [13, 15, 20] при помещении образцов в волноводный резонатор ($48 \times 24 \times 40$ мм) отражательного типа ($f = \omega/2\pi = 4.7$ ГГц), см. [15, рис. 1].

Исследуем динамику комплексной диэлектрической проницаемости $\delta \epsilon^{\text{GHz}}$ образцов Si, CdS и

CdSe в условиях облучения в зависимости от $P_\lambda = 0 \dots 370$ мВт (плотность мощности 5 Вт/см²) относительно $P_\lambda = 0$ для исключения из определяемых параметров объема образца. Измеряем для повышения чувствительности добротность резонатора не по ширине резонансной кривой, а по глубине (коэффициенту отражения R от резонатора на резонансной частоте f) [21]. Приблизительные размеры образцов CdS и CdSe равны $4 \times 4.5 \times 0.35$ мм; образец Si изготовлен в виде полоски (поперечные размеры 22×4.6 , толщина 0.55 мм). Оптическое излучение направляем перпендикулярно к центру образца через отверстие в резонаторе.

Определяем

$$\delta \text{Im} \epsilon^{\text{GHz}} = \text{Im} \epsilon_{P_\lambda}^{\text{GHz}} / \text{Im} \epsilon_{P_\lambda=0}^{\text{GHz}} \quad \text{и} \quad \delta \text{Re} \epsilon^{\text{GHz}} = \text{Re} \epsilon_{P_\lambda}^{\text{GHz}} - 1 / \text{Im} \epsilon_{P_\lambda=0}^{\text{GHz}} - 1.$$

Измеряем R , $R_{P=0}$, R_{P_λ} — коэффициенты отражения по напряжению от пустого резонатора, резонатора с образцом при $P = 0$ и при P_λ ; f , $f_{P=0}$, f_{P_λ} — частоты резонатора без образца, с образцом при $P = 0$ и при P_λ .

Результаты измерений $\delta \text{Re} \epsilon(P_\lambda)$ и $\delta \text{Im} \epsilon(P_\lambda)$ приведены на рис. 1а, 1б. Видим, что с ростом P_λ $\text{Im} \epsilon^{\text{GHz}}$ увеличивается (более чем на порядок для Si и в несколько раз для CdS и CdSe) с насыщением при $P_\lambda > 200$ мВт (см. рис. 1а). При этом $\text{Re} \epsilon^{\text{GHz}}$ увеличивается с насыщением (приблизительно в 1.6 раз для Si и 1.35 раз для CdS и CdSe, см. рис. 1б) — не-древдеподобный отклик.

Отметим представленный здесь впервые эффект насыщения в поведении $\text{Re} \epsilon^{\text{GHz}}$ образцов CdS и CdSe.

Измеряем $\delta T(P_\lambda) = T(P_\lambda)/T(P_\lambda = 0)$ (рис. 2), располагая полоску Si ($22 \times 4.6 \times 0.55$ мм) в свободном пространстве в разрыве между приемным и передающим волноводами для диапазонов частот $8 \dots 12$, $18 \dots 28$ и $26 \dots 38$ ГГц. Результаты измерений $\delta T(P_\lambda)$, приведенные на рис. 3, показывают, что пропускание увеличивается с понижением частоты для одинаковой мощности P_λ , что находится в согласии с теорией, отмечающей уменьшение роста $\delta \text{Im} \epsilon$ с понижением частоты в ГГц-диапазоне при $f < \Delta f_{\text{ex}}$ ($\Delta f_{\text{ex}} = \Delta \omega_{\text{ex}}/2\pi$ — область, в

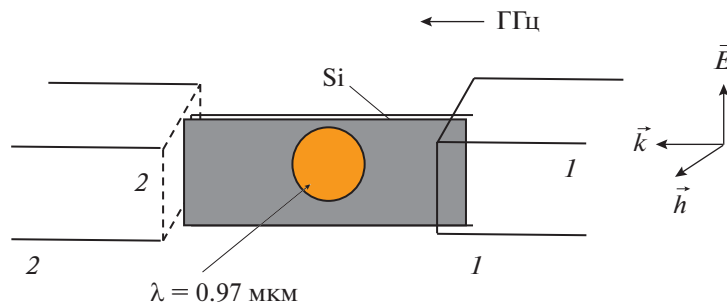


Рис. 2. Схема измерений в свободном пространстве: 1 — передающий, 2 — приемный волновод.

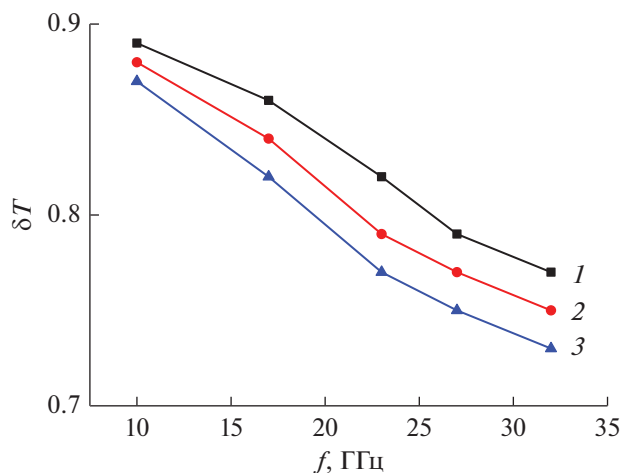


Рис. 3. Измеренная в свободном пространстве динамика коэффициента пропускания $\delta T = T(P_\lambda)/T(P_\lambda = 0)$ полоски Si в зависимости от частоты при $P_\lambda = 190$ (1), 250 (2), 370 мВт (3).

которой расположены частоты экситонных переходов f_{ex}). При этом δT уменьшается с приближением к насыщению при $P_\lambda > 200$ мВт, как продемонстрировано в [15, рис. 3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании полученных соотношений объяснены различия в поведении $\delta\epsilon$ в ТГц- и ГГц-диапазонах (друдеподобное и не-друдеподобное), наблюдаемые при малых мощностях P_λ как в работах [13, 15, 19], так и в данной работе измерениями образцов CdS, CdSe и Si в ГГц-диапазоне. Для объяснения эффектов насыщения в условиях больших величин P_λ (экспериментальное наблюдение на рис. 1а, 1б при $P_\lambda > 200$ мВт) необходимо учесть взаимодействие между экситонами, находящимися в состояниях непрерывного спектра.

Измерения в резонаторе ($f = \omega/2\pi = 4.7$ ГГц) при волоконно-оптическом облучении мощностью $P_\lambda = 0...370$ мВт ($\lambda = 0.97$ мкм) показали увеличение $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$ (более чем на порядок для Si и в несколько раз для CdS и CdSe). Продemonстрировано не-друдеподобное поведение $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$ (увеличение приблизительно в 1.6 раз для Si и 1.35 раз для CdS и CdSe с ростом P_λ).

Впервые обнаружен эффект насыщения $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$ для образцов CdS и CdSe при $P_\lambda > 200$ мВт.

Измерениями Si в свободном пространстве продемонстрировано увеличение пропускания T (вместо убывания по Друде) с понижением частоты f при фиксированной мощности P_λ , что находится в согласии с теорией, отмечающей уменьшение роста $\text{Im}\epsilon$ с понижением частоты в ГГц-диапазоне при $f < \Delta f_{ex}$.

Результаты могут быть полезны в микроволновой фотонике при расчетах, разработке управляемых коммуникационных систем.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brown A.R., Rebeiz G.M. // IEEE Trans. 2000. V. MTT-48. № 7. P. 1157.
2. Замешаева Е.Ю., Туральчук П.А., Тургалиев В.М. и др. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. № 18. С. 87.
3. Геворкян В., Кочемасов В., Устинов А. // Компоненты и технологии. 2017. № 3. С. 16.
4. Srinivasan G., Tatarenko A.S., Bichurin M.I. // Electron. Lett. 2005. V. 41. № 10. P. 596.
5. Крафтмахер Г.А., Бутылкин В.С., Казанцев Ю.Н., Мальцев В.П. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. № 4. С. 224.
6. Chen H.T., O'Hara J.F., Azad A.K., Taylor A.J. // Laser Photonics Rev. 2011. V. 5. № 4. P. 513.
7. Padilla W.J., Taylor A.J., Highstrete C. et al. // Phys. Rev. 2006. V. 96. № 10. P. 107401.
8. Chen H.T., Padilla W.J., Zide J. et al. // Nature. 2006. V. 444. № 7119. P. 597. <https://doi.org/10.1038/nature05343>
9. Xiao S., Wang T., Jiang X. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53. № 50. P. 503002.
10. Manceau J.M., Shen N.-H., Kafesaki M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. № 2. P. 021111.
11. Nemati A., Wang Q., Hong M.H., Teng J.H. // Opto-Electron Advances. 2018. V.1. № 18. P. 180009. <https://doi.org/10.29026/oea.2018.180009>
12. Zhou J., Chowdhury D.R., Zha R. et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. № 3. P. 035448. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.035448>
13. Крафтмахер Г.А., Бутылкин В.С., Казанцев Ю.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. № 9. С. 586.
14. Маделунг О. Теория твердого тела. М.: Наука, 1980. С. 414.
15. Бутылкин В.С., Фишер П.С., Крафтмахер Г.А. и др. // РЭ. 2022. Т. 67. № 12. С. 1185.
16. Файн В.М. Фотоны и нелинейные среды. М.: Сов. радио, 1972. С. 472.
17. Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопуло Ю.Г., Якубович Е.И. Резонансные взаимодействия света с веществом. М.: Наука, 1977. С. 352.
18. Митропольский Ю.А. Метод усреднения в нелинейной механике. Киев: Наукова думка, 1971. С. 440.
19. Busch S., Scherger B., Scheller M., Koch M. // Optics Lett. 2012. V. 37. № 8. P. 1391.
20. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферромагнетики. М.: Мир, 1965. С. 675.
21. Казанцев Ю.Н., Крафтмахер Г.А. // Физика металлов и металловедение. 1989. Т. 67. № 5. С. 902.