

ЭКСИТОННЫЙ ВКЛАД В ФОТОИНДУЦИРОВАННУЮ
ГИГА- И ТЕРАГЕРЦОВУЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ© 2022 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 22.07.2022 г.

После доработки 22.07.2022 г.

Принята к публикации 10.08.2022 г.

В рамках единого подхода, базирующегося на использовании матрицы плотности экситонов, исследована фотоиндуцированная диэлектрическая проницаемость ϵ полупроводников в области объединения гигагерцового (ГГц) и терагерцового (ТГц) диапазонов частот. Выявлено существенное различие особенностей поведения ϵ в ГГц- и ТГц-диапазонах. Показано, что с ростом мощности P_λ оптического облучения $\text{Re}\epsilon$ убывает на частотах $\omega > \Delta\omega_{\text{ex}}$ (ТГц-диапазон, друдеподобное поведение) и увеличивается при $\omega < \Delta\omega_{\text{ex}}$ (ГГц-диапазон, не-друдеподобное поведение); $\Delta\omega_{\text{ex}}$ – диапазон частот переходов с участием наиболее заселенных экситонных уровней. Рост $\text{Im}\epsilon$ с P_λ максимален в середине $\Delta\omega_{\text{ex}}$ и ослабевает при удалении ω от $\Delta\omega_{\text{ex}}$. Особенности при $\omega < \Delta\omega_{\text{ex}}$ исследованы измерениями $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ и $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ при волоконно-оптическом облучении ($P_\lambda = 0...370$ мВт, $\lambda = 0.97$ мкм) образцов Si в волноводном резонаторе ($f = \omega/2\pi = 4.7$ ГГц) и измерениями динамики пропускания $T(P_\lambda)$ в свободном пространстве ($f = 8...36$ ГГц). Обнаружено, что $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$ и $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$ с ростом P_λ увеличиваются, а пропускание убывает, приближаясь к насыщению при $P_\lambda > 200$ мВт. При одинаковой мощности P_λ пропускание увеличивается с понижением частоты.

DOI: 10.31857/S0033849422120038

ВВЕДЕНИЕ

Индукцируемая оптическим излучением диэлектрическая проницаемость полупроводников, имеющих важное значение в микроволновой фотонике, приобретает дополнительный интерес в ГГц- и ТГц-диапазонах в связи с разработками оптически-управляемых метаструктур (метаматериалов, метаповерхностей, метаатомов) [1–7]. Поскольку свойства метаматериалов (структур с элементами, содержащими полупроводник) в ГГц- и ТГц-диапазонах во многом определяются динамикой диэлектрической проницаемости ϵ полупроводника при возбуждении управляющим оптическим облучением (мощность P_λ , λ – длина волны), особое внимание в указанных работах было уделено расчетам и измерениям $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz(THz)}}(P_\lambda)$ и $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz(THz)}}(P_\lambda)$.

Для расчетов и объяснения экспериментальных результатов использовалась модель Друде (в рамках механизма свободных носителей заряда) [8], которая оказалась приемлемой в ТГц-диапазоне при исследовании метаматериалов, содержащих Si и GaAs [1–4]. Эта модель была также ис-

пользована для численных расчетов $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ и $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}(P_\lambda)$ образцов Si в ГГц-диапазоне [9]. Поведение $\epsilon^{\text{THz, GHz}}$ исследовалось экспериментально с образцами Si, одного из основных полупроводников микроэлектроники [10–12]. В [10] содержится анализ свойств Si в оптическом и ТГц-диапазонах; в [11] представлены результаты измерений поглощения при фотовозбуждении в ТГц-диапазоне в зависимости от частоты; в [12] приведена осциллограмма поглощения при импульсном фотовозбуждении в ГГц-диапазоне.

Однако прямыми измерениями мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости в ГГц-диапазоне образцов CdS и CdSe в волноводном резонаторе на частоте $f = 4.7$ ГГц обнаружено отклонение от модели Друде [13]. Продемонстрировано увеличение с ростом P_λ не только $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$, но и $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$, тогда как в модели Друде $\text{Re}\epsilon^{\text{THz}}$ должна убывать. Очевидна необходимость исследовать фотоиндуцированную диэлектрическую проницаемость на примере других полупроводников (кроме упомянутых), включая отклонения от модели Друде, и описать ее поведение,

охватывая весь рассматриваемый диапазон частот, что и является целью данной работы.

Для изучаемого диапазона характерно, что на область смыкания гигагерцовых и терагерцовых частот приходится полоса $\Delta f_{\text{ex}} = \Delta \omega_{\text{ex}}/2\pi$, в которой расположены частоты экситонных переходов (f_{ex}) с участием наиболее заселенных уровней. Так, из данных [14–17] легко найти, что $\Delta f_{\text{ex}} \cong \cong 160$ ГГц...3.4 ТГц для Si ($f_{21} \approx 2.5$ ТГц, $f_{31} \approx 3$ ТГц, $f_{32} \approx 470$ ГГц, $f_{43} \approx 165$ ГГц, индексы – значения главного квантового числа уровней, к переходу между которыми относится приведенная частота); $\Delta f_{\text{ex}} \cong 350$ ГГц...7.25 ТГц для CdS; $\Delta f_{\text{ex}} \cong 50$ ГГц...1 ТГц для GaAs. Поэтому представляет интерес рассмотреть связь фотоиндуцированной диэлектрической проницаемости полупроводников в ГГц- и ТГц-диапазонах с экситонами.

В данной работе с этой целью применен единый подход, основанный на использовании матрицы плотности экситонов. Показано, что на частотах f выше Δf_{ex} поведение $\text{Re}\epsilon^{f > \Delta f_{\text{ex}}}(P_\lambda)$ и $\text{Im}\epsilon^{f > \Delta f_{\text{ex}}}(P_\lambda)$ удовлетворяет модели Друде (друдеподобное поведение, ТГц-диапазон). На частотах ниже Δf_{ex} поведение $\text{Re}\epsilon^{f < \Delta f_{\text{ex}}}(P_\lambda)$ и $\text{Im}\epsilon^{f < \Delta f_{\text{ex}}}(P_\lambda)$ существенно отличается от модели Друде (не-друдеподобное поведение, ГГц-диапазон).

Впервые экспериментально наблюдаются не-друдеподобные отклики образцов Si прямыми измерениями $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$ и $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$ резонаторным методом в волноводном резонаторе ($f = 4.7$ ГГц) и динамики пропускания $T(P_\lambda)$ в свободном пространстве ($f = 8...36$ ГГц) при волоконно-оптическом облучении мощностью $P_\lambda = 0...370$ мВт ($\lambda = 0.97$ мкм). Результаты экспериментов согласуются с выводами теории.

1. ЭКСИТОННЫЙ ВКЛАД

Диэлектрическая проницаемость среды, параметр пропорциональности амплитуд электрических индукции и напряженности ($\vec{D}_\omega = \epsilon(\omega)\vec{E}_\omega = = \vec{E}_\omega + 4\pi\vec{P}_\omega$) [8], связана с амплитудой $\vec{P}_\omega = = \sum_i \chi^{(i)}(\omega)\vec{E}_\omega$ поляризации единицы объема среды на частоте $\omega = 2\pi f$ и восприимчивостями $\chi^{(i)}(\omega)$ составляющих ее частиц:

$$\epsilon(\omega) = 1 + 4\pi \sum_i \chi^{(i)}(\omega).$$

В поляризации единицы объема выделяют вклад взаимодействия электромагнитных волн с колебаниями связанных (валентных) электронов (\vec{P}^v), ионных остовов решетки (\vec{P}^i) и колебаниями свободных носителей заряда (\vec{P}^{ch}) [16]. В связи с этим

диэлектрическая проницаемость содержит вклады, выражаемые через соответствующие этим механизмам восприимчивости X единицы объема:

$$\epsilon = 1 + 4\pi(X^v + X^i) + 4\pi X^{\text{ch}} = \hat{\epsilon} + \delta\epsilon^{\text{ch}}. \quad (1)$$

В полупроводниковой среде присутствуют и проявляются как в поглощении света, так и в люминесценции [8], экситоны. Необходимо учитывать также и их вклад

$$\vec{P}^{\text{ex}} = N^{\text{ex}} \langle \hat{d} \rangle. \quad (2)$$

Здесь N^{ex} – концентрация экситонов,

$$\langle \hat{d} \rangle = \text{Sp}(\hat{\sigma} \hat{d}) \quad (3)$$

– квантовомеханическое среднее оператора дипольного момента экситона. Состояние экситона характеризуется статистическим оператором $\hat{\sigma}$ (матрицей плотности). Эволюция матрицы плотности определяется кинетическим уравнением [18]

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dt} + \hat{\Gamma}\hat{\sigma} = -\frac{i}{\hbar}(\hat{V}\hat{\sigma} - \hat{\sigma}\hat{V}) \quad (4)$$

(используем представление взаимодействия экситона с электромагнитным излучением). В (4) $\hat{\Gamma}$ – оператор, описывающий влияние диссипативных систем, в качестве чего может рассматриваться взаимодействие с фононами, спонтанное излучение и столкновения экситонов. В дипольном приближении оператор $\hat{V} = -\hat{d}\vec{E}$ энергии взаимодействия экситона с микроволновым и оптическим излучением выражается через оператор дипольного момента и напряженности электрических полей волн

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

\vec{e}_j – единичный вектор в направлении поляризации j -й волны. В используемом нами представлении взаимодействия

$$\begin{aligned} V_{rr'} &= -\vec{d}_{rr'} \sum_j \vec{e}_j E_j \exp[i(\omega_{rr'} - \omega_j)t] = \\ &= \sum_j V_{rr'}^{(j)} \exp[i(\omega_{rr'} - \omega_j)t], \\ \langle \hat{d} \rangle &= \sum_{r,r'} \sigma_{rr'} \vec{d}_{r'r} \exp(i\omega_{r'r}t), \end{aligned} \quad (5)$$

$\vec{d}_{rr'}$ – матричный элемент дипольного момента на базе стационарных функций гамильтониана экситона, $\omega_{rr'} = (\mathcal{E}_r - \mathcal{E}_{r'})\hbar^{-1}$ – частота перехода между уровнями с собственными энергиями $\mathcal{E}_r, \mathcal{E}_{r'}$. В соответствии с условиями измерений диэлектрической проницаемости полагаем, что амплитуды E_j от времени не зависят, причем $|\vec{E}_\omega| \ll |\vec{E}_\Omega|$. Обозначение $\omega = 2\pi f$ относим к ГГц-

и ТГц-диапазонам частот, Ω – к частотам облучения для фотовозбуждения в оптическом диапазоне. Для удобства сопоставления с обычно применяемой записью диэлектрической проницаемости (например, происходящей от свободных носителей заряда) мы принимаем положительные значения ω, Ω ($\omega_j = \pm\omega, \pm\Omega$).

Вклад экситонов в диэлектрическую проницаемость выразим через восприимчивость экситона $\chi^{\text{ex}}(\omega)$:

$$\delta\epsilon^{\text{ex}}(\omega) = 4\pi N^{\text{ex}} \chi^{\text{ex}}(\omega). \quad (6)$$

Восприимчивость экситона определяется через амплитуду спектральной компоненты среднего дипольного момента экситона:

$$\langle \hat{d} \rangle_{\omega} = \text{Sp}(\hat{d}\hat{\sigma})_{\omega} = \chi^{\text{ex}}(\omega) \bar{E}_{\omega}. \quad (7)$$

Качественно поведение экситонной добавки $\delta\epsilon^{\text{ex}}(\omega)$ к диэлектрической проницаемости может быть рассмотрено на примере квантовой системы с дискретными уровнями, соответствующими энергиям $\mathcal{E}_r = \mathcal{E}_g - \mathcal{E}_{\text{ex}}/n^2$ при $r = n = 1, 2, \dots, \infty$, матричными элементами дипольного момента $\vec{d}_{r,r'} = \vec{d}_{r',r}^*$ и релаксационным оператором, у которого

$$(\hat{\Gamma}\hat{\sigma})_{r,r'} = \begin{cases} -\tau_{r,r'}^{-1}\sigma_{r,r'} & \text{для } r' \neq r, \\ \sum_{r''} (\sigma_{r,r''} w_{r''} - w_{r'',r} \sigma_{r'',r'}) & \text{для } r' = r. \end{cases} \quad (8)$$

\mathcal{E}_g – ширина запрещенной зоны, \mathcal{E}_{ex} – энергия связи экситона, $\tau_{r,r'}$ – время поперечной релаксации для перехода между уровнями r и r' , $w_{r,r''}$ и $w_{r'',r'}$ – вероятности релаксационных переходов системы за единицу времени из состояния r в состояние r'' и из r'' -го в r -е, $\sigma_{r,r}$ – населенность r -го уровня. В другой модели совокупность индексов r соответствует всем состояниям системы, включая подуровни, на которые расщепляются из-за взаимодействия с диссипативной системой уровни с главным квантовым числом n . При этом r упорядочены так, что их рост сопровождается увеличением энергии состояния \mathcal{E}_r .

В рамках описанного подхода восприимчивость квантовой системы определяется населенностями σ_{rr} и поляризуемостями $\kappa^{(r)}(\omega_j)$ ее уровней [19, 20]:

$$\chi_{(ij)}^{\text{ex}}(\omega_j) = \sum_r \sigma_{rr} \kappa_{(ij)}^{(r)}(\omega_j) \quad (9)$$

(индексы j в скобках внизу восприимчивостей, поляризуемостей, дипольных моментов означают, что взяты проекции на направления \vec{e}_j).

Приведем уточненное выражение для поляризуемостей (в [19, 20] пренебрегалось влиянием на них релаксации недиагональных элементов матрицы плотности):

$$\kappa_{(ij)}^{(r)}(\omega_j) = \frac{\bar{\epsilon}(\omega_j) + 2}{3} \sum_{r'} \frac{|(d_{(j)})_{r',r}|^2}{\hbar} \times \frac{2\omega_{r',r}(\omega_{r',r}^2 - \omega_j^2 + \tau_{r',r}^{-2}) + 4i\omega_j\omega_{r',r}\tau_{r',r}^{-1}}{\left[(\omega_{r',r} + \omega_j)^2 + \tau_{r',r}^{-2}\right] \left[(\omega_{r',r} - \omega_j)^2 + \tau_{r',r}^{-2}\right]}. \quad (10)$$

Поправка на фактор локального поля учитывает преобладание доли решетки и валентных электронов. Соединяя сказанное, получаем вклад экситонов в ϵ :

$$\delta\epsilon_{(ij)}^{\text{ex}}(\omega) = 4\pi N^{\text{ex}} \frac{\bar{\epsilon}(\omega) + 2}{3} \sum_{r=1, \dots} \sigma_{rr} \sum_{r'} \frac{|(d_{(j)})_{r',r}|^2}{\hbar} \times \frac{2\omega_{r',r}(\omega_{r',r}^2 - \omega^2 + \tau_{r',r}^{-2}) + 4i\omega\omega_{r',r}\tau_{r',r}^{-1}}{\left[(\omega_{r',r} + \omega)^2 + \tau_{r',r}^{-2}\right] \left[(\omega_{r',r} - \omega)^2 + \tau_{r',r}^{-2}\right]}. \quad (11)$$

Запишем действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости:

$$\text{Re } \epsilon = \bar{\epsilon} + \frac{8\pi(\bar{\epsilon} + 2)}{3} N^{\text{ex}} \sum_{r=1, \dots} \sigma_{rr} \sum_{r'} \frac{|(d_{(j)})_{r',r}|^2}{\hbar} \times \frac{\omega_{r',r}(\omega_{r',r}^2 - \omega^2 + \tau_{r',r}^{-2})\tau_{r',r}^4}{1 + 2(\omega_{r',r}^2 + \omega^2)\tau_{r',r}^2 + (\omega_{r',r} - \omega)^2\tau_{r',r}^4}, \quad (12a)$$

$$\text{Im } \epsilon = \frac{16\pi(\bar{\epsilon} + 2)}{3} N^{\text{ex}} \sum_{r=1, \dots} \sigma_{rr} \sum_{r'} \frac{|(d_{(j)})_{r',r}|^2}{\hbar} \times \frac{\omega\omega_{r',r}\tau_{r',r}^3}{1 + 2(\omega_{r',r}^2 + \omega^2)\tau_{r',r}^2 + (\omega_{r',r} - \omega)^2\tau_{r',r}^4}. \quad (12b)$$

(по оценкам [16] $\text{Im } \bar{\epsilon} = 0, \text{Re } \bar{\epsilon} \gg 1$).

Иногда удобно пользоваться эквивалентными (12), (13) выражениями:

$$\text{Re } \epsilon = \bar{\epsilon} + \frac{8\pi(\bar{\epsilon} + 2)}{3} N^{\text{ex}} \times \sum_{\substack{r=1,2,\dots; \\ r'>r}} (\sigma_{rr} - \sigma_{r',r'}) \frac{|(d_{(j)})_{r',r}|^2}{\hbar} \times \frac{\omega_{r',r}(\omega_{r',r}^2 - \omega^2 + \tau_{r',r}^{-2})}{(\omega_{r',r} - \omega)^2 + 2(\omega_{r',r}^2 + \omega^2)\tau_{r',r}^{-2} + \tau_{r',r}^{-4}}, \quad (13a)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \varepsilon = & \frac{16\pi(\bar{\varepsilon} + 2)}{3} N^{\text{ex}} \times \\ & \times \sum_{\substack{r=1,2,\dots; \\ r' > r}} (\sigma_{rr} - \sigma_{r'r'}) \frac{|(d_{(j)})_{r'r}|^2}{\hbar} \times \\ & \times \frac{\omega \omega_{r'r} \tau_{rr}^{-1}}{(\omega_{r'r}^2 - \omega^2)^2 + 2(\omega_{r'r}^2 + \omega^2) \tau_{r'r}^{-2} + \tau_{rr}^{-4}}. \end{aligned} \quad (136)$$

В (12а), (12б), (13а) и (13б) не включены специальные добавки, касающиеся свободных носителей зарядов, поскольку в суммировании по уровням учтены состояния непрерывной части энергетического спектра экситонов.

В (11)–(13) содержатся N^{ex} и σ_{rr} , произведение которых $N_{rr}^{\text{ex}} = N^{\text{ex}} \sigma_{rr}$ представляет собой число экситонов на r -м уровне в единице объема. Эти же величины определяют интенсивность линий люминесценции (для атомов и молекул см. в [21]). Основываясь на данных об экситонной фотолюминесценции, например из [16], полагаем, что в фотоиндуцированную диэлектрическую проницаемость наибольший вклад вносят нижние уровни.

Обсудим поведение $\operatorname{Re} \varepsilon$ и $\operatorname{Im} \varepsilon$, разделив частоты $\omega = 2\pi f$ на три области по отношению к $\Delta\omega_{\text{ex}}$.

1.1. Высокочастотная область (ТГц-диапазон, частоты $\omega > \Delta\omega_{\text{ex}}$)

Наиболее интересна асимптотика, когда квадрат частоты ω много больше квадратов частот всех экситонных межуровневых переходов и квадратов обратных времен поперечной релаксации, относящихся к этим переходам. Первое условие обеспечивается достаточным превышением энергии фотона над энергией связи экситона. Граница выполнения второго условия определяется температурой и обычно лежит внизу ТГц-диапазона.

В отсутствие инверсии населенностей уровней, т.е. когда населенности нижних уровней больше населенностей более высоких уровней (при $r' > r$ частота $\omega_{r'r} > 0$ и $\sigma_{rr} > \sigma_{r'r'}$), высокочастотная экситонная добавка ($\delta \operatorname{Re} \varepsilon$) к $\operatorname{Re} \varepsilon$ отрицательна. По абсолютной величине при увеличении N^{ex} она растет. Поэтому с увеличением концентрации экситонов N^{ex} из-за повышения интенсивности облучения $\operatorname{Re} \varepsilon$ убывает. Кроме того, при повышении частоты ω экситонная добавка $\delta \operatorname{Re} \varepsilon$ убывает по абсолютной величине обратно пропорционально ω^2 . Высокочастотная экситонная добавка $\delta \operatorname{Im} \varepsilon$, как и $\operatorname{Im} \varepsilon$, в отсутствие инверсии населенностей положительна и растет с увеличением интенсивности фотооблучения. Это соответствует усилению поглощения излучения

на частоте ω . При повышении ω $\operatorname{Im} \varepsilon$ убывает обратно пропорционально ω^3 (соответственно, должно увеличиваться прохождение сигнала или уменьшаться поглощение).

Таким образом, на частотах, превышающих ширину экситонной полосы $\Delta\omega_{\text{ex}}$, реализуется друде-подобное поведение диэлектрической проницаемости полупроводника в условиях, аналогичных состоянию термодинамического равновесия, когда населенность экситонных уровней убывает с увеличением их собственных энергий.

1.2. Низкочастотная область (ГГц-диапазон, частоты $\omega < \Delta\omega_{\text{ex}}$)

В этой области квадрат частоты ω мал в сравнении с квадратами частот экситонных переходов и/или квадратами обратных времен поперечной релаксации, относящихся к этим переходам). Для большинства переходов первое условие может выполняться только для переходов с участием наиболее населенных уровней (нижних). Второе условие, вполне выполнимое при обычных температурах, нарушается при низких температурах.

Низкочастотная экситонная добавка к диэлектрической проницаемости (также в отсутствие инверсии населенностей) положительна. С ростом мощности облучения $\delta \operatorname{Re} \varepsilon$ увеличивается. Добавка $\delta \operatorname{Im} \varepsilon$, как и при $\omega > \Delta\omega_{\text{ex}}$, положительна и растет с увеличением концентрации экситонов. В отличие от случая $\omega > \Delta\omega_{\text{ex}}$, $\operatorname{Im} \varepsilon$ убывает с понижением ω .

Таким образом, на низких частотах в условиях, близких к термодинамическому равновесию, поведение диэлектрической проницаемости существенно отличается от друде-подобного.

1.3. Промежуточная область (частоты $\omega \cong \Delta\omega_{\text{ex}}$)

При обычных температурах проявление вклада отдельных переходов в диэлектрическую проницаемость сглажено; при низких температурах, возможно, удастся вблизи переходов между нижними уровнями, где спектр переходов более разрежен, увидеть пики, подобные пику в работе [22, рис. 16]. На сглаженном участке частотная дисперсия экситонной добавки к диэлектрической проницаемости незначительна. При этом основная часть имеет вид колоколообразной кривой, поднимающейся с увеличением мощности фотооблучения; зависимость действительной части от фотооблучения практически отсутствует.

Приведем замечания, касающиеся связи друде-подобного поведения фотоиндуцированной ε и свободных носителей зарядов в полупроводниках:

1) представим ситуацию, в которой заселен только самый нижний экситонный уровень. Согласно (11), частотная зависимость диэлектриче-

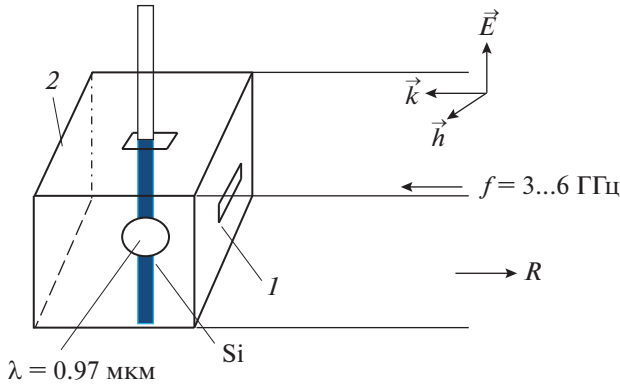


Рис. 1. Схема измерений: в резонаторе: 1 – диафрагма связи, 2 – короткозамыкатель.

ской проницаемости для более высокочастотной части терагерцового диапазона соответствует модели Друде, хотя свободные носители зарядов отсутствуют;

2) ситуация, когда заселенным является какой-либо пакет состояний непрерывной части экситонного энергетического спектра. В этом случае для ряда межуровневых переходов имеет место инверсия населенностей и не реализуется друдеподобная частотная дисперсия диэлектрической проницаемости по меньшей мере для мнимой ее части: она отрицательна и соответствует усилению излучения, а не поглощению.

2. ОСОБЕННОСТИ $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$ И $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$ И ПРОПУСКАНИЯ T ОБРАЗЦОВ Si ПРИ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ В ГГц-ДИАПАЗОНЕ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

Применив прямой резонаторный метод [13], исследуем динамику комплексной диэлектрической проницаемости образцов высокоомного Si в зависимости от P_λ относительно $P_\lambda = 0$ ($\delta\epsilon^{\text{GHz}}$). Используем волноводный резонатор ($48 \times 24 \times 40$ мм) отражательного типа на частоте 4.7 ГГц (рис. 1). Образец в виде полоски (поперечные размеры 22×4.6 , толщина 0.55 мм) располагаем в пучности микроволнового электрического поля E , направленного параллельно ее поверхности. Оптоволокно направляем перпендикулярно к центру образца через отверстие в резонаторе.

Определяем:

$$\delta \text{Im} \epsilon^{\text{GHz}} = \frac{\text{Im} \epsilon_{P_\lambda}^{\text{GHz}}}{\text{Im} \epsilon_{P=0}^{\text{GHz}}} = \left[\frac{1 + R_{R_\lambda}}{1 - R_{R_\lambda}} - \frac{1 + R}{1 - R} \right] \left[\frac{1 + R_{P=0}}{1 - R_{P=0}} - \frac{1 + R}{1 - R} \right]^{-1}; \quad (14)$$

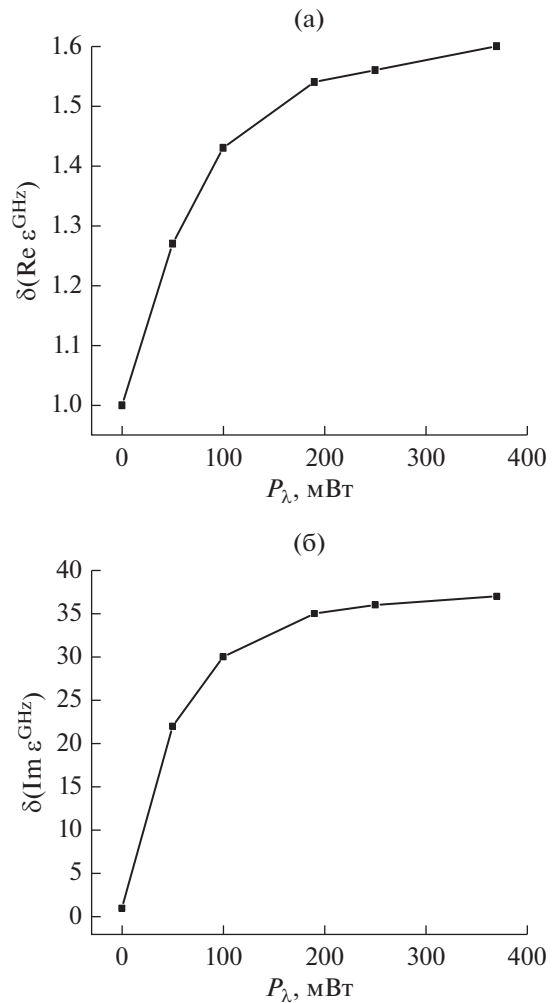


Рис. 2. Измеренная в волноводном резонаторе ($f = 4.72$ ГГц) относительно $P_\lambda = 0$ динамика диэлектрической проницаемости Si при изменении P_λ ($\lambda = 0.97$ мкм): $\delta \text{Re} \epsilon^{\text{GHz}}$ (а) и $\delta \text{Im} \epsilon^{\text{GHz}}$ (б).

$$\delta \text{Re} \epsilon^{\text{GHz}} = (\text{Re} \epsilon_{R_\lambda}^{\text{GHz}} - 1) (\text{Re} \epsilon_{P=0}^{\text{GHz}} - 1)^{-1} = \left[(f - f_{R_\lambda}) f_{P=0} \right] \left[(f - f_{P=0}) f_{R_\lambda} \right]^{-1}, \quad (15)$$

где измеряемые $R, R_{P=0}, R_{R_\lambda}$ – коэффициенты отражения по напряжению от пустого резонатора, резонатора с образцом при $P = 0$, и при P_λ ; $f, f_{P=0}, f_{R_\lambda}$ – 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. 2а, 2б. Видим, что с ростом P_λ от 0 до 370 мВт (плотность мощности 5 Вт/см²) $\delta \text{Re} \epsilon$ и $\delta \text{Im} \epsilon$ увеличиваются, приближаясь к насыщению при $P_\lambda > 200$ мВт. Существенный рост $\delta \text{Im} \epsilon(P_\lambda)$ при незначительном увеличении $\delta \text{Re} \epsilon(P_\lambda)$ должен привести к росту затухания волны и, следовательно, уменьшению пропускания. Это под-

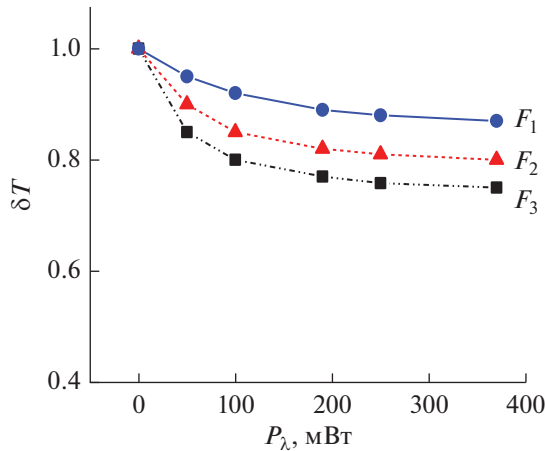


Рис. 3. Измеренная в свободном пространстве динамика коэффициента пропускания $\delta T = T(P_\lambda)/T(P_\lambda = 0)$ полоски Si при изменении P_λ в частотных диапазонах $F_1 = 8...12$ ГГц, $F_2 = 18...28$ ГГц и $F_3 = 26...38$ ГГц.

тверждается измерениями изменения пропускания δT на разных частотах при разных величинах мощности P_λ относительно $P_\lambda = 0$.

Измеряем $\delta T(P_\lambda)$, располагая полоску Si ($22 \times 4.6 \times 0.55$ мм) в свободном пространстве в разрыве между приемным и передающим волноводами:

$$\delta T(P_\lambda) = T(P_\lambda)/T(P_\lambda = 0). \quad (16)$$

Используем набор трех панорамных измерителей для диапазонов частот $F_1 = 8...12$, $F_2 = 18...28$ и $F_3 = 26...38$ ГГц, поперечные размеры соответствующих волноводов имеют размеры 23×10 , 11×6 и 8×4 мм. Результаты измерений $\delta T(P_\lambda)$ приведены на рис. 3. Видим, что δT уменьшается с приближением к насыщению при $P_\lambda > 200$ мВт. При этом значения $\delta T(P_\lambda)$ в диапазоне F_1 больше соответствующих значений для F_2 , которые больше, чем для F_3 , что находится в согласии с теорией, отмечающей уменьшение роста $\delta \text{Im}\epsilon$ при понижении частоты в ГГц-диапазоне при $f < \Delta f_{\text{ex}}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Примененный теоретический подход позволил описать в рамках механизма экситонов поведение диэлектрической проницаемости полупроводников в широком диапазоне частот при оптическом облучении мощностью P_λ и выявить взаимосвязь между явлениями в фотонике и электродинамике.

Из полученных соотношений следует следующее.

1. Частотная зависимость изменения мнимой части диэлектрической проницаемости ($\text{Im}\epsilon$) при фотовозбуждении представляет собой колоколообразную кривую, поднимающуюся с увеличением P_λ на частотах ω внутри диапазона частот экситонных переходов ($\Delta\omega_{\text{ex}}$). Увеличение $\text{Im}\epsilon$ с ростом P_λ осла-

бекает по мере удаления ω от $\Delta\omega_{\text{ex}}$ как в сторону низких, так и высоких частот.

2. Действительная часть $\text{Re}\epsilon$ с ростом P_λ увеличивается при $\omega < \Delta\omega_{\text{ex}}$ (не-друдеподобная зависимость, ГГц-диапазон), не меняется на частотах $\Delta\omega_{\text{ex}}$ и уменьшается при $\omega > \Delta\omega_{\text{ex}}$ (друдеподобный отклик, ТГц-диапазон).

Влияние экситонов слабо проявляется на частотах $\omega \gg \Delta\omega_{\text{ex}}$ и $\omega \ll \Delta\omega_{\text{ex}}$. В этом случае $\text{Re}\epsilon(P_\lambda)$ и $\text{Im}\epsilon(P_\lambda)$ практически сохраняются относительно $\text{Re}\epsilon(P_\lambda = 0)$ и $\text{Im}\epsilon(P_\lambda = 0)$.

Отличительные особенности не-друдеподобного поведения $\text{Im}\epsilon$ и $\text{Re}\epsilon$ при $\omega < \Delta\omega_{\text{ex}}$ наблюдали экспериментально в измерениях образцов Si при волоконно-оптическом облучении мощностью $P_\lambda = 0...370$ мВт ($\lambda = 0.97$ мкм):

а) обнаружено измерениями в резонаторе ($f = \omega/2\pi = 4.7$ ГГц) увеличение $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$ (более чем на порядок) и увеличение $\text{Re}\epsilon^{\text{GHz}}$ (в 1.6 раз) с приближением к насыщению при $P_\lambda > 200$ мВт;

б) показано экспериментально, что в свободном пространстве ($f = 8...36$ ГГц) с ростом P_λ пропускание T уменьшается (это связано с увеличением $\text{Im}\epsilon^{\text{GHz}}$) с приближением к насыщению при $P_\lambda > 200$ мВт и повышением T с понижением частоты при фиксированной мощности.

Результаты могут быть полезны для применений в метаструктурах с целью разработки оптически 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. Chen H.T., O'Hara J.F., Azad A.K., Taylor A.J. // Laser Photonics Rev. 2011. V. 5. № 4. P. 513.
2. Padilla W.J., Taylor A.J., Highstrete C. et al. // Phys. Rev. 2006. V. 96. № 10. P. 107401.
3. Chen H.T., Padilla W.J., Zide J. et al. // Nature. 2006. V. 444. № 7119. P. 597. <https://doi.org/10.1038/nature05343>
4. Xiao S., Wang T., Jiang X. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53. № 50. P. 503002.
5. Manceau J.M., Shen N.-H., Kafesaki M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. № 2. P. 021111.
6. 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>
7. 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>

8. *Маделунг О.* Теория твердого тела. М.: Наука, 1980. С. 414.
9. *Rizza C., Ciattoni A., De Paulis F. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 48. № 13. P. 135103. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/13/135103>
10. *Рогалин В.Е., Каплунов И.А., Кропотов Г.И.* // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 125. № 6. С. 851. <https://doi.org/10.21883/OS.2018.12.46951.190-18>
11. *Busch S., Scherger B., Scheller M., Koch M.* // Optics Lett. 2012. V. 37. № 8. P. 1391.
12. *Мусаев А.М.* // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51. № 10. С. 1341. <https://doi.org/10.21883/ФТР.2017.10.45010.8520>
13. *Крафтмахер Г.А., Бутылкин В.С., Казанцев Ю.Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. № 9. С. 586.
14. *Агемян В.Ф.* // Соросовский образовательный журн. 2000. Т. 6. № 10. С. 101.
15. *Днепровский В.С.* // Соросовский образовательный журн. 2000. Т. 6. № 8. С. 88.
16. *Кашкаров П.К., Тимошенко В.Ю.* Оптика твердого тела и систем пониженной размерности. М.: МГУ, 2009. С. 190.
17. *Нокс Р.* Теория экситонов. М.: Мир, 1966.
18. *Файн В.М.* Фотоны и нелинейные среды. М.: Сов. радио, 1972. С. 472.
19. *Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопуло Ю.Г.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. № 3. С. 921.
20. *Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопуло Ю.Г., Якубович Е.И.* Резонансные взаимодействия света с веществом. М.: Наука, 1977.
21. *Ельяшевич М.А.* Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: ГИФМЛ, 1962. Гл. 4, 5.
22. *Агранович В.М.* Теория экситонов. М.: Наука, 1968.