

Фемтосекундная динамика мод полости в пленке ZnSe на металле

Е.А.Виноградов

Методом фемтосекундной спектроскопии «накачка – широкополосное зондирование» изучена сверхбыстрая эволюция мод полости в пленке ZnSe на металле (Cr, Cu, Ni) во временном диапазоне несколько десятков фемтосекунд. При фемтосекундном возбуждении микрополости в ZnSe на металле возникают изменения параметров мод полости (мод Фабри–Перо в пленках ZnSe на металлической подложке). Сдвиги частот мод полости связаны с фотоиндуцированными изменениями граничных условий и оптической толщины микрополости.

Ключевые слова: фемтосекундная спектроскопия, полупроводниковые пленки, мода полости, граничные условия, диэлектрическая проницаемость, барьер Шоттки.

1. Введение

Оптика тонкопленочных микрорезонаторных структур типа интерферометров Фабри–Перо давно привлекает пристальное внимание и физиков и технологов. С одной стороны, имеется чисто практический интерес к изучению подобных структур, связанный с необходимостью эффективного управления лазерным излучением, т. е. с созданием принципиально новой элементной базы оптоэлектроники [1–5]. С другой стороны, использование фемтосекундных лазерных импульсов позволяет манипулировать граничными условиями микрорезонатора и модифицировать временные, спектральные и пространственные характеристики выбранных наноструктур [2–4]. Это открывает новые перспективы развития микрорезонаторных устройств для оптической обработки информации и изображения [1–3].

Пленка диэлектрика (полупроводника) на непрозрачной металлической подложке представляет собой обычный зеркальный интерферометр Фабри–Перо [6]. Его энергетический коэффициент пропускания света $T(\omega)$ равен нулю, и из закона сохранения энергии

$$T(\omega) + R(\omega) + A(\omega) = 1, \quad (1)$$

где $R(\omega)$ и $A(\omega)$ – соответственно коэффициенты отражения и поглощения (рассеянием света пренебрегаем), следует выражение

$$R(\omega) = 1 - A(\omega). \quad (2)$$

Отражательная способность такого образца однозначно определяется его поглощательной способностью. Спектры образцов, в которых $T(\omega) = 0$, называют спектрами отражения-поглощения (ОП). Для нахождения $A(\omega)$ в

данном случае нужно измерить только один спектр $R(\omega)$, а не два, как в случае $T(\omega) \neq 0$ [4, 5].

Интерференционная мода – мода полости (микрорезонатора) – характеризуется зависимостью частоты ω от волнового вектора k даже без учета эффектов пространственной дисперсии. Для восстановления зависимости $\omega(k)$ необходимо измерение спектров отражения (поглощения) при различных углах падения света φ на структуру «пленка на подложке». Коэффициент отражения $R(\omega, \varphi)$ кристаллической полости произвольной толщины d в трехслойной структуре вакуум – пленка полупроводника – металл имеет вид [4, 5]

$$R = \frac{(\delta_1 - \delta_2)(\delta_2 + \delta_3) + (\delta_1 + \delta_2)(\delta_2 - \delta_3)\exp(-2\kappa_2 d\omega/c)}{(\delta_1 + \delta_2)(\delta_2 + \delta_3) + (\delta_1 - \delta_2)(\delta_2 - \delta_3)\exp(-2\kappa_2 d\omega/c)}, \quad (3)$$

где $\delta_j = \varepsilon_j/\kappa_j$ для р-поляризованного излучения и $\delta_j = \kappa_j$ для s-поляризованного излучения ($j = 1, 2, 3$); $\kappa_j = [\varepsilon_1 \sin^2 \varphi - \varepsilon_j(\omega)]^{1/2}$; ε_1 – диэлектрическая проницаемость вакуума;

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_\infty - \Delta_e + \frac{\Delta_e \omega_{ex}^2}{\omega_{ex}^2 - \omega^2 - i\gamma_{ex}\omega} + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (4)$$

– диэлектрическая проницаемость пленки в области частот $\omega < \omega_{ex}$; $\omega_{ex} \approx E_g/\hbar$ и γ_{ex} – частота и константа затухания экситона; E_g – ширина запрещенной зоны полупроводниковой пленки; Δ_e – сила осциллятора экситона; ω_{TO} , γ и $(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)$ – частота, постоянная затухания и сила осциллятора поперечного оптического фонона соответственно;

$$\varepsilon_3(\omega) = \varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_{m\infty} - \frac{\omega_{pm}^2}{\omega^2 - i\gamma_{pm}\omega} \quad (5)$$

– диэлектрическая проницаемость металлической подложки, задаваемая формулой Друде; ω_{pm} и γ_{pm} – частота и константа затухания плазменных колебаний в металлической подложке; $\varepsilon_{m\infty}$ – диэлектрическая проницаемость металла на частотах $\omega > \omega_{pm}$.

Частота и форма полосы поглощения света модами полости (радиационными поляритонами структуры) оп-

ределяются толщиной и диэлектрической проницаемостью пленки диэлектрика, а интенсивности полос поглощения – величиной $\text{Im}[\varepsilon_m(\omega)]$, т. е. проводимостью металла [4, 5]. Чем меньше проводимость металлической подложки, тем интенсивнее полосы излучения (поглощения) на частотах интерференционных мод плоскопараллельного слоя диэлектрика на металле. Поглощение света может быть связано как с хвостами функции плотности фононных или электронных (экситонных) состояний объема и поверхностей пленки, плотностью многофононных состояний, дефектами кристаллической структуры, так и с затуханием плазменных колебаний в металлической подложке. Изначально нерадиационный поверхностный плазмон металла на границе раздела металла с вакуумом частично превращается пленкой полупроводника (диэлектрика) на металле в радиационный плазмон – в интерференционные моды пленки на металле. И если даже материал пленки диэлектрика не поглощает свет ($\gamma_{\text{ex}} = \gamma = 0$), интерферометр поглощает и излучает электромагнитные волны. Пленку в такой структуре можно также рассматривать как полость для электромагнитного поля (в том числе для вакуума), а интерференционные и волноводные моды – как моды полости, взаимодействующие с плазмоном металлической стенки полости [4, 5].

На рис.1 (вверху) представлены обычные спектры линейного поглощения света на частотах интерференционных мод в пленке ZnSe толщиной 820 нм на толстой (непрозрачной) пленке хрома на кварцевой пластине. Частоты, отвечающие максимумам полос поглощения в этих спектрах, соответствуют частотам мод полости, а их ширина на полувысоте ответственна за время радиационного распада мод полости, а также за эффективное число интерферирующих лучей в интерферометре Фабри–Перо [4–6].

При возбуждении такой структуры лазерным излучением происходит фотонаведенное изменение диэлектрических проницаемостей и пленки полупроводника, и металлической подложки. Изменение диэлектрической проницаемости пленки приводит к изменению ее оптической толщины, а изменение диэлектрической проницаемости металлической подложки – к изменению граничных условий для интерференционных мод в пленке. Оба эти явления обуславливают изменение частоты и формы полосы поглощения света интерференционными модами [4]. Полуширина этой полосы определяется временем распада моды полости (ангармонического и радиационного). В области спектра, где пленка прозрачна, вклад ангармонических процессов в распад моды полости ничтожен по сравнению со вкладом радиационных процессов. Для пленки ZnSe толщиной 820 нм в видимой области спектра на частотах, меньших частоты экситона Ванье–Мотта и намного больших частоты оптических фононов, радиационное время жизни моды полости равно ~ 100 фс [4]. Это время много меньше времени возникновения и релаксации любых коллективных возбуждений (экситонов и фононов) в материале пленки, которое составляет единицы и десятки пикосекунд, но сопоставимо с временем установления плазменных колебаний в металлах.

Исследования фотоиндуцированного отклика структуры пленки полупроводника ZnSe на металлической подложке осуществлялись методом фемтосекундной спектроскопии «возбуждение – широкополосное зондирование» [4, 7–15]. Эти исследования демонстрируют возможность регистрации фотоиндуцированных сверхбыстрых процес-

сов на границе металл–полупроводник (в частности, за счет изменений диэлектрических проницаемостей) с временным разрешением в несколько десятков фемтосекунд. Как оказалось, наиболее сильно указанные фотоиндуцированные отклики в фемтосекундном диапазоне проявляются в сверхбыстрой эволюции интерференционных мод (мод оптической полости в пленке ZnSe).

В качестве планарных микрорезонаторных структур использовались пленки ZnSe толщиной 160 – 820 нм на толстых (непрозрачных в видимой области спектра) металлических пленках Cr, Ni и Cu [4, 7–15]. Ширина запрещенной зоны ZnSe при комнатной температуре $E_g \approx 2.7$ эВ. Возбуждение осуществлялось оптическими импульсами с энергиями квантов накачки $\hbar\omega_{p1} = 5.5$ эВ, $\hbar\omega_{p2} = 2.75$ эВ и $\hbar\omega_{p3} = 2.34$ эВ при длительности импульсов $\tau \approx 50$ фс. Энергия импульсов накачки изменялась в пределах 0.4–2 мкДж. Широкополосный (1.6–3.2 эВ) импульс зондирования диспергировался полихроматором с разрешением ~ 1 нм. С помощью оптической линии задержки импульсы зондирования были задержаны относительно возбуждающего импульса на время от -0.2 до $+2.5$ пс. Время кросс-корреляции процесса накачка – зондирование составляло ~ 70 фс (ширина на полувысоте) для всех длин волн зондирования. Диаметр пятна импульса зондирующего излучения был в полтора раза меньше диаметра пятна импульса излучения накачки и равнялся ~ 100 мкм. Измерялись спектры ОП широкополосного импульса зондирования с помощью решеточного монохроматора с двумя быстродействующими диодными ПЗС-линейками (1024 пикселя). Из спектров ОП определялась оптическая плотность $D_R(\hbar\omega) = -\lg[R(\hbar\omega)]$ при различных временах задержки t_d . Анализировалась разность спектров оптической плотности $\Delta D_R(\hbar\omega) = -\Delta \lg[R(\hbar\omega)]$ возбужденного и невозбужденного образца. Предыдущие исследования [4, 7–15] показали, что воздействие импульсов накачки на поведение мод полости зависит от соотношения энергии кванта импульса накачки $\hbar\omega_p$ и ширины запрещенной зоны полупроводника E_g . Рассмотрим по отдельности режимы надзонного, $\hbar\omega_p > E_g$, и подзонного, $\hbar\omega_p < E_g$, возбуждений.

2. Надзонное возбуждение ($\hbar\omega_p > E_g$)

В этом случае лазерный импульс поглощается в тонком приповерхностном слое полупроводника и генерирует неоднородное распределение горячих носителей в полупроводнике. Появление неравновесных носителей заряда в слое полупроводника, обусловленное заселением состояний в зоне проводимости и опустошением состояний в валентной зоне, изменяет диэлектрическую проницаемость полупроводника (вызывает экранирование экситонных переходов и даже фотоиндуцированное исчезновение экситонных состояний). Увеличение концентрации свободных носителей на глубине проникновения света в ZnSe приводит к изменению граничных условий для мод полости, а также к изменению диэлектрической проницаемости полупроводниковой пленки $\varepsilon_2(\omega)$ в области края поглощения ($\hbar\omega \approx E_g$) и, следовательно, к сдвигу частот мод полости ZnSe, обусловленному уменьшением оптической толщины полости nd (n – показатель преломления полости) в области частот $\omega < \omega_{\text{ex}}$.

В качестве примера на рис.1 представлены спектры $\Delta D_R(\hbar\omega)$ пленки ZnSe толщиной 820 нм на непрозрачной пленке хрома для временных задержек от -0.04 до 2.4 пс.

Спектры $\Delta D_R(\hbar\omega)$ пленки ZnSe (820 нм) на других металлических подложках (Ni и Cu) качественно не отличаются от спектров на рис.1. При энергии $\hbar\omega_{p1} = 5.5$ эВ, энергии импульса возбуждения 1.2 мкДж и диаметре пятна импульса излучения накачки ~ 250 мкм нелинейных эффектов обнаружено не было, как и не было обнаружено принципиальных различий во временной динамике спектров $\Delta D_R(\hbar\omega)$ пленки ZnSe на металлических подложках из хрома, никеля и меди. В такой «толстой» пленке ZnSe свет с энергией кванта возбуждения $\hbar\omega_{p1} = 5.5$ эВ поглощается в приповерхностном слое пленки ZnSe и практически не достигает металлической подложки.

Временная динамика спектра $\Delta D_R(\hbar\omega)$ определялась с помощью изменения с шагом 7 фс времени задержки между импульсами возбуждения и зондирования [7–15]. Из рис.1 видно, что максимальное изменение интенсивности спектра $\Delta D_R(\hbar\omega)$ происходит на частотах мод оптической полости в пленке ZnSe на хrome. В рассматриваемой области спектра расположены четыре моды полости с раз-

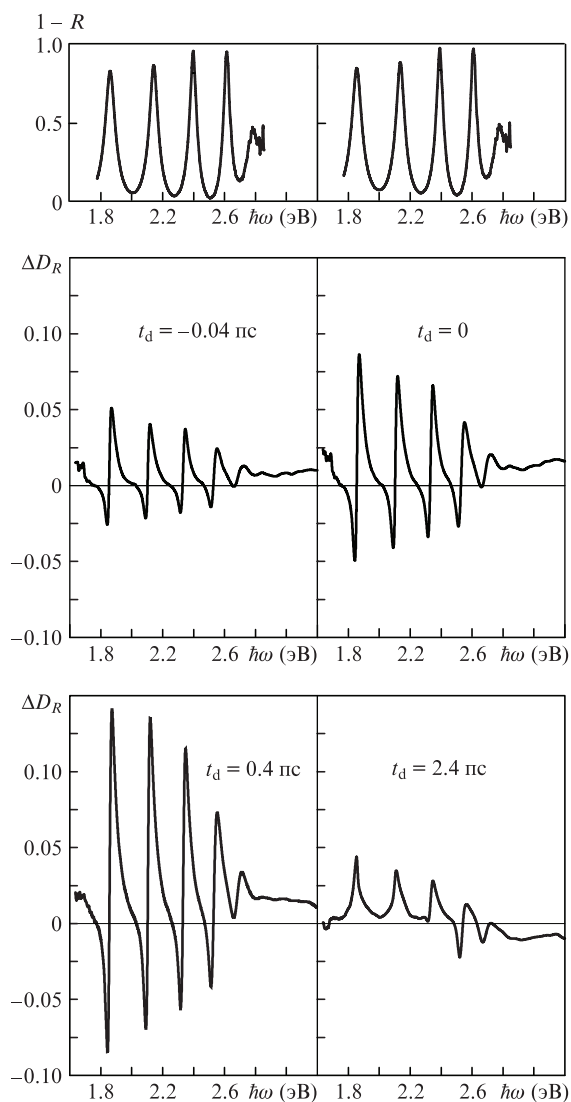


Рис.1. Спектры ОП (вверху) пленки ZnSe толщиной 820 нм на прозрачной пленке хрома на кварцевой пластинке и спектры $\Delta D_R(\hbar\omega)$ этой пленки при различных временных задержках t_d . Энергия кванта импульса накачки $\hbar\omega_{p1} = 5.5$ эВ, энергия импульса возбуждения 1.2 мкДж, диаметр пятна импульса излучения накачки ~ 250 мкм [7–9].

личной временной динамикой (рис.1). Неравновесные носители заряда, возбужденные в тонком приповерхностном слое полупроводника, релаксируют за счет электрон-фононного и электрон-электронного взаимодействий и проникают в невозбужденную часть полупроводника. Временная эволюция диэлектрической проницаемости полупроводника определяется этими процессами [9].

В спектре пленки ZnSe толщиной 250 нм на хrome [15] при возбуждении ее импульсами с энергией $\hbar\omega_p = 3.14$ эВ, а не 5.5 эВ, как в рассмотренном выше случае, и при зондировании вблизи частоты полосы поглощения света интерференционной модой наблюдается быстрый максимальный сдвиг частоты моды полости в область меньших частот за время ~ 200 фс, а не за ~ 400 фс, как в случае с пленкой ZnSe толщиной 820 нм при возбуждении с энергией $\hbar\omega_{p1} = 5.5$ эВ. Последующее возвращение этого сдвига к исходному (невозбужденному) положению максимума полосы поглощения моды полости происходит в обоих случаях за одинаковое время, равное ~ 20 пс.

На рис.2 представлены спектры $\Delta D_R(\hbar\omega)$ пленки ZnSe толщиной 820 нм на хrome при трех энергиях кванта импульса накачки: $\hbar\omega_{p1} = 5.5$ эВ, $\hbar\omega_{p2} = 2.75$ эВ и $\hbar\omega_{p3} = 2.34$ эВ. При $\hbar\omega_{p2} = 2.75$ эВ возбуждаются не только межзонные переходы, создавая неравновесные электроны вблизи дна зоны проводимости ($E_g = 2.7$ эВ), но и экситоны Ванье–Мотта. Неравновесные электроны и экситоны релаксируют в основном за счет электрон-фононного взаимодействия. В случае $\hbar\omega_{p1} = 5.5$ эВ преобладают элек-

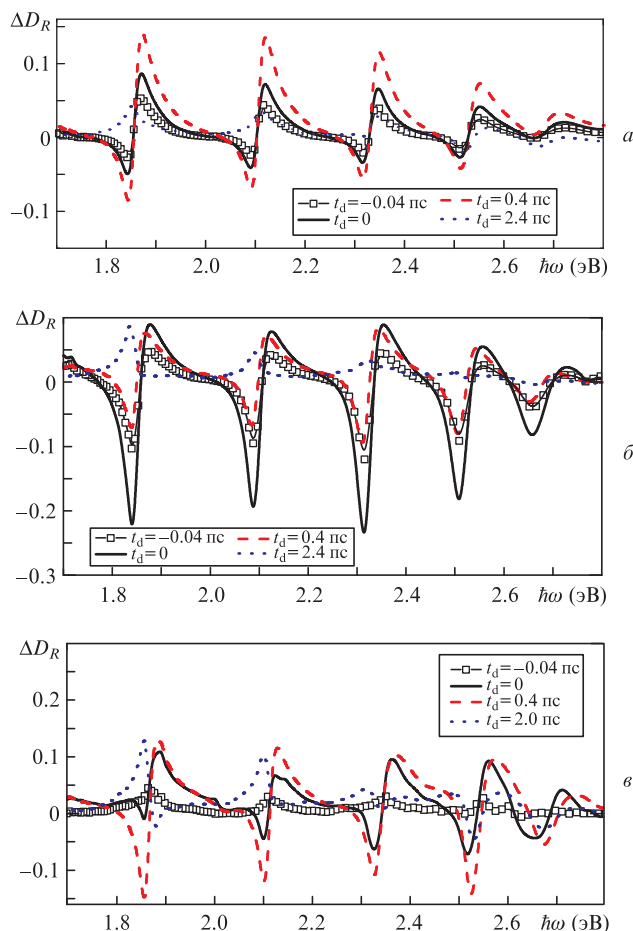


Рис.2. Спектры $\Delta D_R(\hbar\omega)$ пленки ZnSe толщиной 820 нм на хrome при различных временных задержках t_d и энергиях кванта импульса накачки 5.5 (а), 2.75 (б) и 2.34 эВ (в) для $E_g = 2.7$ эВ.

трон-электронные столкновения. Видно, что фотонаведенные изменения в диэлектрической проницаемости пленки ZnSe сильно различаются при разных $\hbar\omega_p$. При $\hbar\omega_{p2} = 2.75$ эВ фотонаведенный сдвиг мод полости в низкочастотную область спектра значительно больше, чем при $\hbar\omega_{p1} = 5.5$ эВ, что хорошо видно из сравнения рис.2,б и а. Скорее всего, это связано с экситонным вкладом в изменение $\varepsilon_2(\omega)$.

Отметим, что разностный фотонаведенный отклик проявляется уже при отрицательном времени задержки $t_d = -40$ фс, когда широкополосный импульс зондирования опережает импульс накачки и когда перекрываются во времени его задний фронт с передним фронтом импульса накачки. Отметим также, что начальный процесс возникновения фотонаведенного отклика наблюдался в разностных спектрах отражения за время, меньшее времени установления мод микрорезонатора – времени многократного прохождения света через пленку. Фотонаведенный отклик мод полости возрастает вплоть до времени задержки 400 фс, затем моды полости возвращаются в первоначальное положение примерно через 2 пс, из чего следует, что время термализации фотовозбужденных носителей заряда в исследованных образцах составляет не более 2 пс.

3. Подзонное возбуждение ($\hbar\omega_p < E_g$)

В отличие от надзонного возбуждения, при подзонном возбуждении ($\hbar\omega_p < E_g$) импульс света проходит через пленку ZnSe, не поглощаясь в одноквантовых процессах, и возбуждает электроны в тонком поверхностном слое металла на границе с полупроводником. Возбуждение электронов металла проявляется, прежде всего, в увеличении коэффициента затухания γ_{pm} плазмонов металла, т. е. в изменении граничных условий для мод полости и, в первую очередь, в возрастании мнимой части диэлектрической проницаемости $\varepsilon_m(\omega)$ металла и, следовательно, в увеличении интенсивности полос поглощения света интерференционными модами пленки полупроводника на металле [4, 5]. Поведение мод полости при подзонном возбуждении исследовалось в пленках ZnS и ZnSe разной толщины и на разных металлических подложках: Cu, Ni и Cr [7–15]. Наиболее интересными оказались результаты исследований фемтосекундной динамики мод полости при подзонном возбуждении только в ZnSe на хrome. Для пленок ZnS и ZnSe на меди и никеле при всех временах задержки t_d разностные спектры $\Delta D_R(\hbar\omega)$ были однополярными, что свидетельствует о том, что моды полости при возбуждении не сдвигаются, а изменяется интенсивность поглощения света модами полости. Как было показано в [4], коэффициент поглощения света пленкой на металле на частотах интерференционных мод определяется мнимой частью диэлектрической проницаемости металла. С возрастанием $\text{Im}[\varepsilon_m(\omega)]$ растет и поглощение света модами полости.

На рис.2,в и на рис.3 (более детально) приведены спектры $\Delta D_R(\hbar\omega)$ пленки ZnSe на хrome в разные моменты времени. Энергия кванта импульса накачки $\hbar\omega_{p3} = 2.34$ эВ, энергия импульса составляла 1.5 мкДж. Длительности импульса накачки и широкополосного (1.6– 3.2 эВ) импульса зондирования были равны 50 фс. В рассматриваемом диапазоне спектра расположены четыре моды полости. Линейные спектры ОП пленки ZnSe толщиной 820 нм на хrome для $\omega < \omega_{ex} \leq E_g = 2.7$ эВ также представлены на

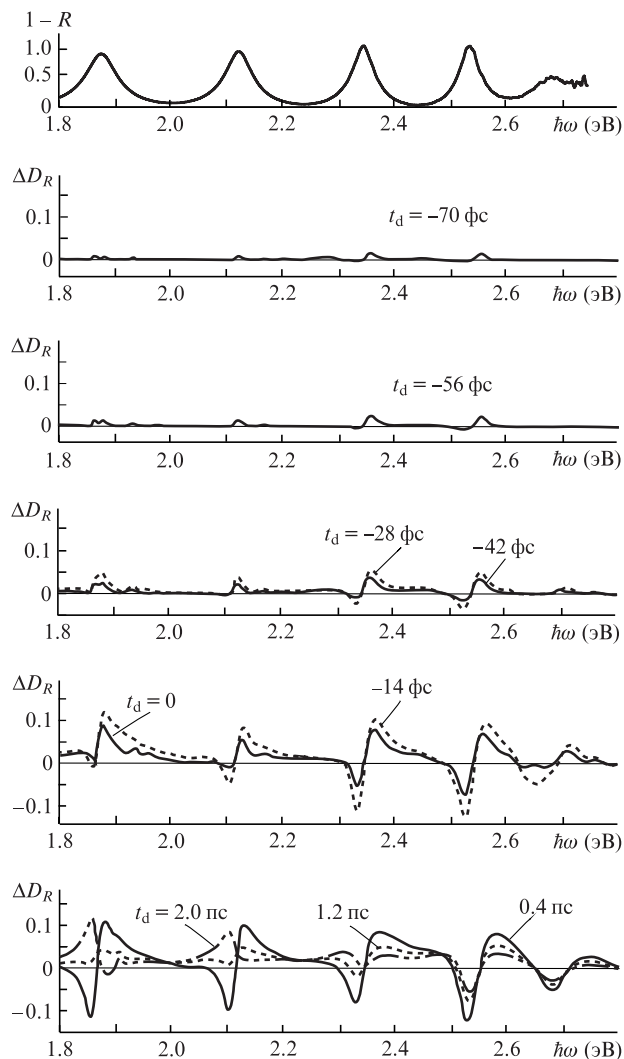


Рис.3. Спектры ОП (вверху) пленки ZnSe толщиной 820 нм на хrome и спектры $\Delta D_R(\hbar\omega)$ этой пленки при различных временных задержках t_d [13, 14]. Энергия кванта импульса накачки $\hbar\omega_{p3} = 2.34$ эВ.

рис.3 (вверху). При отрицательном t_d импульс зондирования приходит на пленку раньше импульса накачки. Частота следования импульсов накачки и зондирования составляла 2 Гц, а величина t_d варьировалась с шагом 7 фс в диапазоне от -200 фс до ~ 2.5 пс. Импульс зондирования не перекрывается с импульсом накачки при $t_d = -200$ фс, и спектр ОП импульса зондирования является спектром ОП невозбужденного образца.

Для пленок ZnSe на хrome ситуация более интересная, чем для пленок ZnSe на никеле и меди. При временах задержки от -70 до -42 фс, как видно из рис.3, спектр $\Delta D_R(\hbar\omega)$ имеет практически постоянный знак, как и для пленок на никеле и меди [7–14]. Основные физические процессы, характерные для подзонного возбуждения, и характерная иерархия времен рассмотрены в работе [9]. В тонком слое металла на границе с полупроводником на глубине экстинкции происходит ряд быстрых процессов, индуцированных импульсом накачки, с иерархией времен, начиная от фемтосекунд до десятков пикосекунд. Выделим основные процессы: возбуждение электронов в металле, приводящее к изменению граничных условий для собственных мод микрополости; туннелирование неравновесных носителей заряда в металле в полупроводник; двухфотонное поглощение в полупроводниковом слое;

разогрев структуры. Все эти процессы могут детектироваться по фотоиндуцированным откликам мод полости. Самый быстрый процесс, происходящий уже в фемтосекундном диапазоне на переднем фронте импульса, – это фотовозбуждение неравновесных носителей в металле. Затем за времена, превышающие времена электрон-электронных взаимодействий и составляющие порядка десяти периодов плазменных колебаний электронов проводимости металла, т. е. порядка десятков–сотен фемтосекунд, устанавливается частичное тепловое равновесие в электронной подсистеме. Далее за счет электрон-фононного взаимодействия возбужденные электроны испускают фононы, и за времена порядка пикосекунд устанавливается равновесие в системе электроны – решетка.

За времена порядка времени электрон-электронных столкновений наиболее сильные изменения функции распределения электронов будут проявляться вблизи уровня Ферми, что и приводит к наиболее заметным изменениям диэлектрической проницаемости металла в области частот, соответствующих переходам в окрестность уровня Ферми [4, 7–14]. Основной вклад в разностную оптическую плотность $\Delta D_R(\hbar\omega)$ дают изменения как мнимой части диэлектрической проницаемости металла ϵ_m , так и диэлектрической проницаемости полупроводника $\epsilon_2(\omega)$. Часть возбужденных ультракоротким импульсом (или его передним фронтом) неравновесных носителей заряда в металле могут проникнуть выше барьера Шоттки или через него в полупроводник [4, 8–14], увеличивая тем самым $\epsilon_2(\omega)$. Если скорость электронов на поверхности Ферми металла $V_F \approx 10^8$ см/с, а толщина возбужденного импульсом накачки слоя металла $l_{ex} \approx 2/\alpha_m(\omega) = 20–30$ нм (α_m – коэффициент поглощения металла), то время пролета электрона через барьер можно оценить как ~ 10 фс. Эта оценка находится в хорошем согласии с наблюдаемым разностным откликом (рис.3) как для отрицательных задержек ($t_d < -40$ фс), когда отклик определяется изменением диэлектрической проницаемости хрома, так и для $t_d \approx 0$, когда отклик определяется изменением диэлектрической проницаемости полупроводника.

После установления квазиравновесия в электронной подсистеме и металла и полупроводника барьер Шоттки становится непроницаемым для большинства квазиравновесных электронов [9–14]. Концентрация инжектированных электронов будет пропорциональна плотности состояний в металле на высоте барьера Шоттки. Плотность разрешенных электронных состояний над поверхностью Ферми (на высоте барьера Шоттки) для никеля и меди близка к нулю, а для хрома довольно высока [16], что гарантирует возможность инжекции электронов из хромовой подложки в полупроводник. Высота барьера Шоттки на границе полупроводника n-типа с металлом составляет ~ 1 эВ, и энергии кванта импульса накачки достаточно для преодоления барьера Шоттки для ZnSe на хrome и недостаточно для ZnSe на меди и никеле. Инжектированные неравновесные носители в полупроводнике изменяют его диэлектрическую проницаемость. За время действия импульса возбуждения электроны из металла проникают в полупроводник на глубину в несколько десятков нанометров и за ~ 1 пс распределяются по всему объему пленки. Время инжектирования ограничивается временем электрон-электронной релаксации [9–11].

Для задержек $0 < t_d < 2$ пс (рис.3) в спектрах $\Delta D_R(\hbar\omega)$ наблюдается знакопеременный сигнал, достигающий максимальной амплитуды при $t_d \approx 0.1$ пс и релаксирующий

далее с характерным временем ~ 1 пс к сигналу с постоянным знаком. Двухполярный сигнал фотоиндуцированного разностного отклика внешне очень похож на первую производную спектра линейного поглощения структур на частотах интерференционных мод (см. рис.1). Это свидетельствует о спектральном сдвиге полос мод полости при возбуждении структуры фемтосекундными лазерными импульсами. Сдвиг частоты интерференционной моды плоскопараллельного слоя диэлектрика на металле возможен, в первую очередь, из-за сверхбыстрого изменения функции распределения электронов, приводящего (за времена, большие времен межэлектронных столкновений) к изменению диэлектрической проницаемости пленки полупроводника, и в меньшей степени из-за изменения частоты плазмона металла [4, 9].

Итак, при подзонном возбуждении на начальной стадии передний фронт импульса накачки возбуждает электроны на глубине экстинкции металла, изменяя его диэлектрическую проницаемость и граничные условия для мод полости. Это приводит к увеличению поглощения света на частотах мод полости и к их уширению. Затем электроны проникают из металла в полупроводник и изменяют его диэлектрическую проницаемость, а следовательно, оптическую толщину микрополости, что вызывает сдвиг частот мод полости. Подчеркнем, что регистрируемый сигнал содержит вклад не только наведенного отражения от поверхности и интерфейса, но и фотоиндуцированного поглощения полупроводника, поскольку возбуждающий и зондирующий импульсы проходят через пленку дважды. Возможен дополнительный вклад (в течение времени порядка длительности импульса) в изменение разностной оптической плотности при нулевых временных задержках, связанный с двухфотонным поглощением в полупроводнике. Отметим, что возможна также и генерация второй гармоники на границе раздела металл–полупроводник, одноквантовое поглощение которой в полупроводнике должно приводить к тем же эффектам, что и двухфотонное поглощение. Спектральная зависимость двухфотонного поглощения непосредственно связана с собственными модами микрополости и повторяет форму спектра линейного поглощения образца. Двухфотонное поглощение вызывает изменение диэлектрической проницаемости полупроводника. Этот вклад конкурирует с предыдущими вкладами при подзонном возбуждении, что качественно согласуется с экспериментально полученной разностной оптической плотностью при временных задержках в окрестности нуля.

4. Заключение

С помощью фемтосекундных лазерных импульсов можно селективно манипулировать граничными условиями микрорезонатора и управлять интерференционными модами, а также модифицировать временные, спектральные и пространственные характеристики наноструктур типа «полупроводник на металле». Измерение сдвига частот интерференционных мод (мод полости) является очень чувствительным методом исследования ультрабыстрых фотоиндуцированных процессов на интерфейсе полупроводниковая пленка–металл и в ряде случаев позволяет установить временную иерархию различных процессов на интерфейсе и в пленке полупроводника на металле. Возбуждение такой структуры фемтосекундным лазерным импульсом приводит к серии ультрабыстрых процессов,

которые вызывают фотоиндуцированные изменения диэлектрической проницаемости как полупроводниковой пленки, так и металлической подложки. Это открывает определенные перспективы для возможных применений данных структур не только в качестве элементной базы оптоэлектроники, но и для фундаментальных исследований сверхбыстрых электродинамических и фотодинамических процессов [1, 17, 18].

В заключение считаю своим долгом напомнить о том, что В.С.Летохов активно поддерживал проведение настоящих исследований в лаборатории фемтосекундной спектроскопии ИСАН, и выразить благодарность сотрудникам этой лаборатории Ю.А.Матвейцу, С.В.Чекалину, А.Л.Добрякову, В.М.Фазтдинову и В.О.Компанцу за проведение экспериментов, а также Ю.Е.Лозовику за теоретический вклад в понимание физических процессов в наших экспериментах.

1. Berman P.R. (Ed.) *Cavity Quantum Electrodynamics* (Boston: Academic, 1994).
2. Добряков А.Л., Голубев В.В., Летохов В.С., Лозовик Ю.Е., Матвеец Ю.А., Степанов А.Г., Фарзтдинов В.М., Чекалин С.В. *Оптика и спектроскопия*, **76** (6), 975 (1994).
3. Kovalenko S.A., Ernsting N.P., Ruthmann J. *Chem. Phys. Lett.*, **258**, 445 (1996).
4. Виноградов Е.А. *УФН*, **172** (12), 1371 (2002) [*Phys. Usp.*, **45** (12), 1213 (2002)].
5. Vinogradov E.A. *Phys. Rep.*, **217** (4), 159 (1992).
6. Троицкий Ю.В. *Многолучевые интерферометры отраженного света* (Новосибирск: Наука, 1985).
7. Vinogradov E.A., Farztdinov V.M., Dobryakov A.L., Kovalenko S.A., Lozovik Yu.E., Matveets Yu.A. *Laser Phys.*, **8** (1), 316 (1998).
8. Vinogradov E.A., Farztdinov V.M., Kovalenko S.A., Dobryakov A.L., Lozovik Yu.E., Matveets Yu.A. *Laser Phys.*, **9** (1), 215 (1999).
9. Виноградов Е.А., Добряков А.Л., Коваленко С.А., Лозовик Ю.Е., Матвеец Ю.А., Фарзтдинов В.М. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63** (6), 1056 (1999).
10. Vinogradov E.A., Davis C.C., Dobryakov A.L., Lozovik Yu.E., Smolyaninov I.I. *Laser Phys.*, **10** (1), 76 (2000).
11. Vinogradov E.A., Dobryakov A.L., Lozovik Yu.E., Matveets Yu.A. *Laser Phys.*, **11** (11), 1147 (2001).
12. Виноградов Е.А., Лозовик Ю.Е. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **68** (1), 25 (2004).
13. Vinogradov E.A., Lozovik Yu.E. *Phys. Status Solidi C*, **2** (2), 791 (2005).
14. Vinogradov E.A. *Laser Phys.*, **15** (7), 954 (2005).
15. Виноградов Е.А., Компанец В.О., Лозовик Ю.Е., Матвеец Ю.А., Чекалин С.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **72** (5), 715 (2008).
16. Kulikov N.I., Alouani M., Khan M.A., Magnitskaya M.V. *Phys. Rev. B*, **36** (2), 929 (1987).
17. Lozovik Yu.E., Tsvetus V.G., Vinogradov E.A. *Phys. Scr.*, **52**, 184 (1995).
18. Dodonov V.V., Dodonov A.V. *J. Russ. Laser Res.*, **26** (6), 445 (2005).