

Метод измерения дисперсии и группового индекса диэлектриков вблизи края запрещенной зоны сверхкороткими лазерными импульсами

И. В. Савицкий,¹ П. Б. Глек,¹ Р. М. Алиев,¹ Е. А. Степанов,^{1,2}
А. А. Воронин,^{1,2,*} А. А. Ланин,^{1,2} А. Б. Федотов^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра Общей физики и волновых процессов
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62

²Российский квантовый центр. Россия, 143025, Московская область, Сколково
(Поступила в редакцию 26.04.2024; после доработки 18.07.2024; подписана в печать 29.09.2024)

Продemonстрирован метод измерения группового индекса и дисперсии диэлектриков в схеме накачка-зондирование на примере кристалла ZnSe. Вызванная мощным сверхкоротким импульсом накачки ионизация кристалла приводит к рассеянию и поглощению следующей позади импульса накачки части широкополосного зондирующего импульса при его дисперсионном расплывании в кристалле. Варьирование задержки между импульсами позволяет управлять спектром, прошедшем через кристалл, а также восстановить групповой индекс и дисперсию кристалла.

PACS: 42.65.Re. УДК: 535.321.9.

Ключевые слова: Нелинейная оптика, сверхкороткие лазерные импульсы, схема накачка-зондирование, показатель преломления, дисперсия полупроводников.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.79.2450403

ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые среды имеют сложную дисперсию и особенности показателя преломления вблизи края запрещенной зоны [1, 2]. Они обуславливаются непосредственной близостью межзонных переходов, наличием электронов в зоне проводимости, возбуждением экситонов, и часто значительно изменяются от образца к образцу. Точные измерения дисперсии в этом спектральном диапазоне необходимы для понимания динамики предельно коротких лазерных импульсов [3–10], которые в последнее время являются ключевым инструментом при исследовании сверхбыстрой электронной динамики и ионизации зонных структур [13–17].

Традиционные методы измерения показателя преломления, основанные на интерферометрии [18], имеют ограничения при больших изменениях показателя преломления в исследуемом диапазоне длин волн. В настоящей работе экспериментально продемонстрирован альтернативный метод измерения группового индекса полупроводников вблизи края зоны прозрачности. Вызванная мощным фемтосекундным импульсом накачки ионизация кристалла приводит к рассеянию и поглощению следующего позади широкополосного зондирующего излучения. Обсуждаются физические механизмы, ответственные за эффекты спектрально-селективного подавления пробного импульса. Сканирование задержки между импульсами в диапазоне до 13 пс поз-

воляет восстановить групповой индекс и дисперсию в целом кристалла ZnSe вблизи края зоны прозрачности.

1. МЕТОДЫ

В экспериментах была реализована неколлинеарная схема накачка-зондирование (рис. 1) в образце ZnSe с углом между пучками около 5° , в которой оба импульса получены с помощью лазерной системы [11] (рис. 1), состоящей из титан-сапфирового генератора и усилителя чирпированных импульсов, которые служат в качестве излучения накачки в схеме двухкаскадного оптического параметрического усилителя, на выходе из которого получают 180-мкДж 50-фс импульсы холостой волны с центральной длиной волны около 2000 нм. Часть излучения направляется в $f - 2f$ интерферометр для стабилизации фазы несущей относительно огибающей. Основная часть излучения проходит через оптический аттенюатор для управления энергией излучения и фокусируется линзой из фторида кальция (CaF₂) с фокусным расстоянием 75 мм в заполненную аргоном при давлении 4 атм газовую ячейку с сапфировыми входным и выходным окнами толщиной 2 мм, внутри которой размещен полый антирезонансный волновод длиной 20 см. Поперечная структура волновода представляет собой полую сердцевину с диаметром 70 мкм, окруженную шестью полыми капиллярами с диаметром 36 мкм и толщиной стенок $w \approx 580$ нм [12]. На выходе волновода за счет солитонной самокомпрессии, сопровождаемой самоукручением заднего фронта и генерацией третьей гармоники, формиру-

* E-mail: aa.voronin@physics.msu.ru

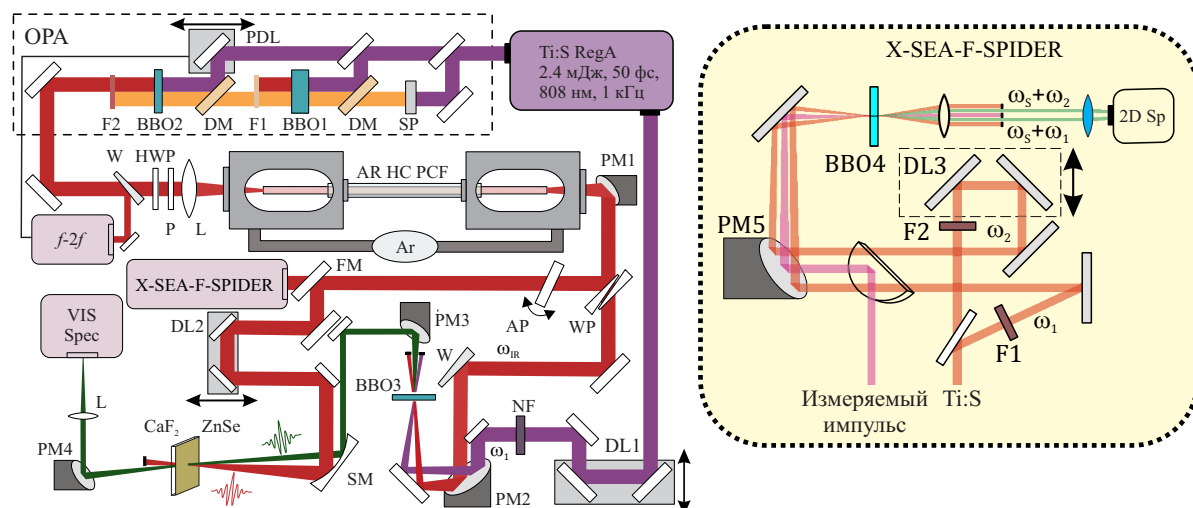


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Ti:S RegA — фемтосекундный титан-сапфировый генератор и регенеративный усилитель; OPA — двухкаскадный оптический параметрический усилитель; Vis spec — кремниевый спектрометр; X-SEA-F-SPIDER — система характеристики импульсов; $f - 2f$ — нелинейный интерферометр для стабилизации фазы; SP — 3-мм сапфировая пластина; BBO1, BBO2, BBO3, BBO4 — кристаллы β -бората бария толщиной 5 мм, 3 мм, 0.02 мм и 0.02 мм, соответственно; DM — дихроичные зеркала; F1, F2 — спектральные фильтры; HWP — полуволновая пластина; P — поляризатор; L — линза из CaF_2 с фокусным расстоянием 75 мм; AR HC PCF — однокольцевое антирезонансное полое волокно; W1-W2 — клиновидные пластины из CaF_2 ; PM1, PM2, PM3, PM4, PM5 — внеосевые параболические серебряные зеркала; DL1, DL2, DL3 — линии задержки; F1 и F2 — узкополосные спектральные фильтры с центральными длинами волн $2\pi c/\omega_1 = 796$ нм и $2\pi c/\omega_2 = 800$ нм и спектральной шириной 1 нм; 2D Sp — спектрометр с дополнительным разрешением по пространственной координате.

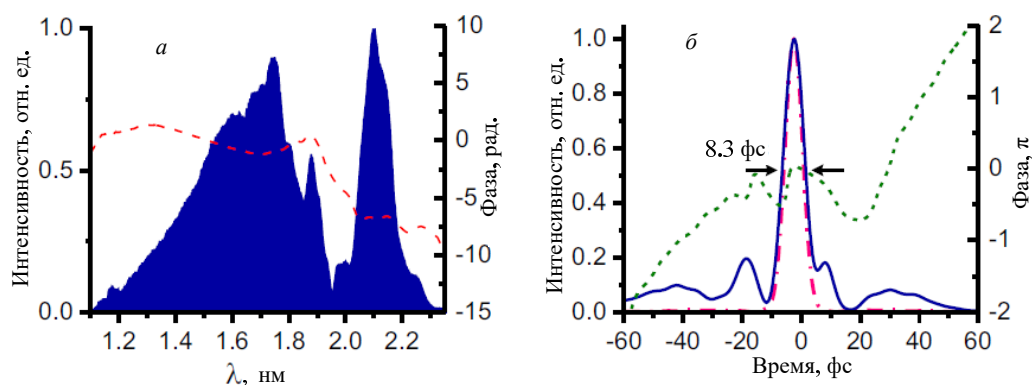


Рис. 2. Спектр (*a*, сплошная кривая с заливкой), спектральная фаза (*a*, штриховая кривая), временной профиль огибающей интенсивности (*b*, сплошная кривая) и фаза (*b*, штриховая кривая) импульса накачки, измеренные системой интерферометрии спектральной фазы для прямого восстановления электрического поля (X-SEA-F-SPIDER). Красной штрих-пунктирной кривой показан временной профиль импульса в предположении отсутствия частотной модуляции (чирпа)

ется короткий импульс со стабильной фазой несущей относительно огибающей [12]. Во избежание пробоя кристалла ZnSe в качестве импульса накачки бралось отраженное от клина из CaF_2 излучение, а для компенсации остаточной спектральной фазы импульс накачки был пропущен через пластину из CaF_2 толщиной 1 мм (AP на рис. 1). Характеризация импульса была выполнена с помощью методики интерферометрии спектральной фазы для прямого восстановления электрического поля (X-SEA-F-SPIDER [19, 20]). Спектр импульса на выходе из волновода простирается от 1 до

2.4 мкм (рис. 2, *a*), а его длительность уменьшилась до ≈ 8.3 фс (рис. 2, *b*), что при центральной длине волны ≈ 1720 нм составляет менее 1.5 периодов поля. В предположении отсутствия частотной модуляции (чирпа) импульс имел бы длительность 7.8 фс (штрих-пунктирная кривая на рис. 2, *b*), что всего на 6% меньше его измеренной длительности. Это говорит о малости частотной модуляции импульса, что необходимо для точных измерений дисперсии ZnSe.

Для генерации короткого зондирующего импульса используется ап-конверсия импульса из светово-

да, основанная на эффекте генерации суммарной частоты (ГСЧ) в кристалле β -бората бария (ВВОЗ на рис. 1) толщиной 20 мкм. В кристалле смешиваются два импульса — часть, отделенная от сверхкороткого импульса накачки, и квазимонохроматический импульс, получаемый из регенеративного усилителя. Монохроматичность последнего достигается с помощью узкополосного фильтра, выделяющего спектральный диапазон вблизи 800 нм шириной 1 нм. В такой схеме спектральная ширина фазового синхронизма процесса ГСЧ позволяет преобразовывать широкополосное ИК излучение в импульс сопоставимой длительности, покрывающий видимую область спектра от 460 нм до 600 нм.

Примененный метод генерации зондирующего импульса используется в системах X-SEA-F-SPIDER характеристики лазерных импульсов предельно короткой длительности до одного оптического периода и позволяет генерировать и измерять импульсы более короткие, чем метод разрешенного по частоте оптического стробирования (XFROG) [19, 20]. Использование квазимонохроматических импульсов при генерации суммарной частоты приводит к тому, что длительность зондирующих импульсов совпадает с длительностью инфракрасных импульсов и составляет ≈ 8.3 фс.

Синяя часть спектрального диапазона, охватываемого зондирующим импульсом, лежит вблизи длины волны границы запрещенной зоны ZnSe $\lambda_g \approx 465$ нм, что позволяет исследовать дисперсионные эффекты в непосредственной близости области поглощения. Для изменения задержки между импульсами использовалась линия задержки DL2, расположенная в плече импульса накачки. В качестве образца были использованы поликристаллические пластины ZnSe толщиной 1 мм, 2 мм, а также монокристалл ZnSe толщиной 200 мкм. Для характеристики прошедшего через образец излучения зондирующего импульса используется высокочувствительный кремниевый спектрометр (Maya 2000 Pro Ocean Insight).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ДИСКУССИЯ

На рис. 3, а–в, представлены зависимости спектра зондирующего импульса, прошедшего через пластинку ZnSe различной толщины (0.2, 1 и 2 мм), от задержки между ним и импульсом накачки. Нулю задержки соответствует пересечение импульсов на передней грани образца, а при увеличении задержки импульс накачки начинает отставать от зондирующего импульса. На картах 3, а–в видно подавление коротковолновой части спектра пробного импульса при больших задержках, а также отсутствие излучения на детекторе при малых. При отрицательных задержках, когда импульс накачки опережает зондирующий, спектр последнего снова регистрируется. Для анализа спектральных карт выполнены расчеты распространения фемтосекунд-

ного зондирующего импульса по уравнению

$$\frac{\partial A_{pr}(\omega, z)}{\partial z} = i \frac{\omega}{c} \left[n(\omega) - \frac{c}{v_0} \right] A_{pr}(\omega, z) - F[\alpha(t, z) A_{pr}(t, z)], \quad (1)$$

в котором $A_{pr}(t, z)$ — поле зондирующего импульса, записанное в комплексной форме, $A_{pr}(\omega, z)$ — его Фурье образ, t — запаздывающее время в сопровождающей пробный импульс системе координат, z — координата, $F[\cdot]$ — оператор преобразования Фурье, ω — частота, v_0 — скорость сопровождающей импульс системы координат, выбранной в соответствии с групповой скоростью зондирующего импульса на его центральной частоте $v_0 = v_g(\omega_{pr})$, $n(\omega)$ — показатель преломления ZnSe, описываемый формулой Селлмейера ниже, $\alpha(t, z)$ — ступенчатый профиль поглощения, выбранный так, что $\alpha(t, z) = \infty$ в области импульса накачки $t_{pu}(z) - \tau_{pu}(z) < t < t_{pu}(z) + \tau_{pu}(z)$, где $t_{pu}(z)$ — центральное положение, а $\tau_{pu}(z)$ — длительность догоняющего зондирующего импульса накачки при его распространении в кристалле ZnSe.

Следует отметить, что в данном приближении используется бесконечно большой ступенчатый коэффициент поглощения, и любое излучение поглощается полностью в центральной части импульса накачки и не проходит за его задний фронт (рис. 3, жс). Хотя кинетика плазмы в ZnSe имеет характерное время релаксации электронной плотности 150 фс [21], что намного больше длительности импульса накачки, выбор коэффициента поглощения для моделирования может быть упрощен из-за того, что взаимодействующее с плазмой излучение зондирующего импульса в дальнейшем не детектируется спектрометром, и положение его задней временной границы и временной формы не влияет на результаты расчетов. Также отметим, что физический смысл коэффициента $\alpha(t, z)$ сводится не только к плазменному поглощению. Проведем оценки доли плазменного поглощения на длине волны 480 нм на краю зоны прозрачности ZnSe. Максимальная концентрация ρ электронов составляет около 1.5×10^{20} см $^{-3}$ [22]. Критическая электронная плотность на длине волны 480 нм составляет $\rho_c \approx 5 \times 10^{21}$ см $^{-3}$, отношение $\rho/\rho_c \approx 0.04$. Коэффициент плазменного поглощения $\alpha_p l = \sigma \rho / 2 \approx 70$ см $^{-1}$, где $\sigma \approx 9 \times 10^{-19}$ см 2 — сечение обратного тормозного излучения в модели Друде со временем электронных столкновений 3 фс [21]. Длиной пересечения в образце компонент 480 нм и импульса накачки можно считать длину, на которой импульсы пересекаются по времени на 150 фс, т.е. на время быстрого этапа релаксации электронной плотности. Такая длина определяется групповым разбеганием компонент и составляет $l_x \approx 20$ мкм. Плазменное поглощение на этой длине можно оценить как $1 - \exp(-\alpha_p l_x) \approx 13\%$. Такое малое поглощение не может объяснять отсутствие этих компонент в области пересечения импульсов на рис. 3, а–в, где белый фон -20 дБ означает подавление ком-

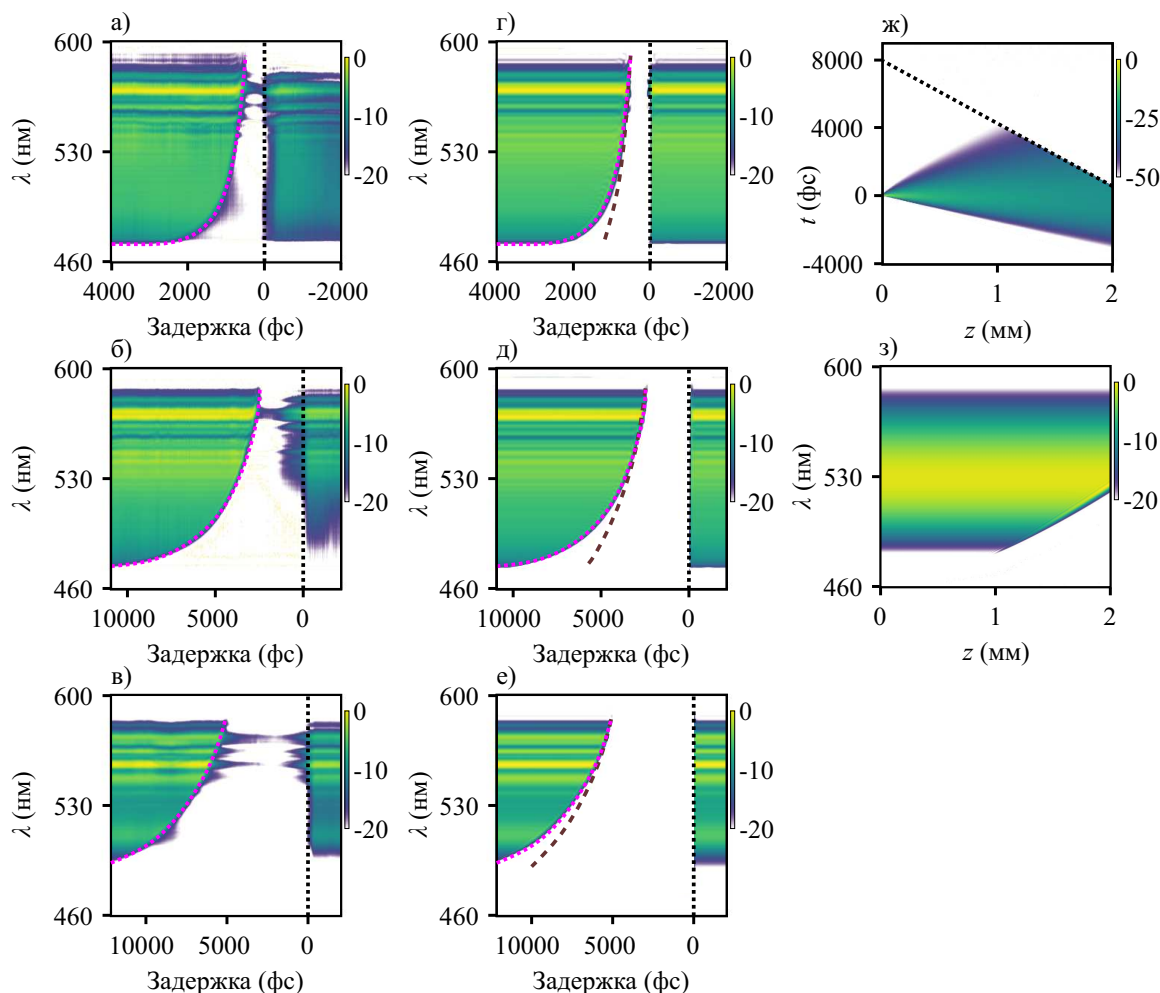


Рис. 3. (а–е) Экспериментально измеренные зависимости выходного спектра (логарифмический масштаб) слабого зондирующего импульса от задержки инфракрасного импульса накачки с интенсивностью $\approx 3 \text{ ТВ/см}^2$ и длительностью $\approx 8.3 \text{ фс}$ в различных образцах ZnSe толщиной 200 мкм (а), 1 мм (б) и 2 мм (в). (г–е) Соответствующие панелям (а–в) расчетные зависимости выходного спектра слабого зондирующего импульса от задержки импульса накачки. (ж, з) Расчетная динамика временного профиля (ж) и спектра (з) зондирующего импульса при начальной задержке импульса накачки 8 пс. Штриховой кривой показана динамика положения центра импульсов накачки $t_{pu}(z)$. На панелях (а–е) вертикальной штриховой прямой показано положение пересечения импульсов на входе в образец, розовой штриховой кривой продублирована левая граница экспериментальных спектров для иллюстрации совпадения этой границы с расчетами, коричневой пунктирной кривой показано, какой была бы граница в случае, если в расчетах взять показатель преломления $n(\omega)$ из работы [24]. Цветовая шкала выражена в дБ

понент на два порядка. Такое сильное подавление спектральных компонент объясняется плазменной рефракцией. Плазма изменяет показатель преломления ZnSe в области импульса накачки на величину $\delta n_{pl} = -\rho/(2\rho_c) \approx -0.02$ и выступает в роли дефокусирующей линзы, которая рассеивает зондирующий пучок.

Расчет распространения импульса накачки в образце производился также по уравнению (1), но без последнего слагаемого. В качестве начального импульса на картах рис. 3, а – 3, е взят спектрально-ограниченный импульс с экспериментально измеренным спектром в отсутствие накачки. На картах рис. 3, ж–3, з в качестве начального выбран 10-фс импульс с гауссовой огибающей профиля интенсивности.

Временная динамика распространения зондирующего импульса в кристалле показана на рис. 3ж. Видно, что импульс претерпевает сильное дисперсионное расплывание. С другой стороны, центральная длина волны импульса накачки лежит в ИК диапазоне, так что отношение дисперсий групповых скоростей (ДГС) $k_2(\omega) = \frac{\partial[v_g^{-1}(\omega)]}{\partial\omega}$ на центральных частотах импульсов ω_{pu} и ω_{pr} $k_2(\omega_{pu})/k_2(\omega_{pr}) \approx 0.09$, поэтому импульс накачки испытывает небольшое дисперсионное расплывание, и его можно описать изменением его центрального положения $t_{pu}(z)$, показанной штриховой линией на рис. 3, жс. В качестве иллюстрации рассмотрим случай, когда пробный импульс опережает накачку на 8 пс при входе в кристалл толщиной 2 мм. К середине кристалла $z \approx 1 \text{ мм}$ импульс накач-

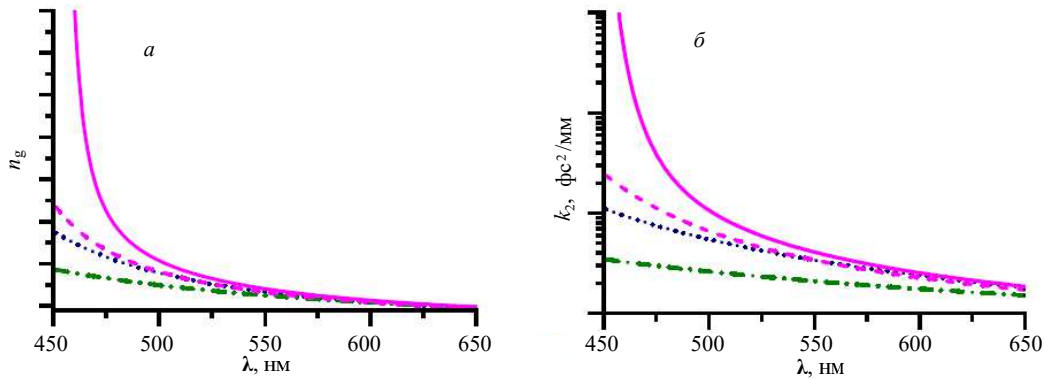


Рис. 4. Групповой показатель преломления ZnSe (*a*) и его дисперсия второго порядка (*б*), восстановленная из аппроксимации карт 3, *a*–3, *c* моделью (1) (сплошные розовые кривые). Для сравнения показаны $n_g(\omega)$ и $k_2(\omega)$ из работ [24] (штриховые розовые кривые), [25] (зеленые штрихпунктирные кривые), [23] (синие пунктирные кривые)

ки начинает догонять зондирующий, что приводит к подавлению его заднего фронта, пересекающегося с мощной накачкой (рис. 3, *жс*, 3, *з*) вследствие плазменного рассеяния. Из-за дисперсии групповых скоростей на частотах зондирующего импульса, первыми исчезают коротковолновые компоненты (при $z \approx 1$ мм на рис. 3, *жс*), затем импульс накачки догоняет компоненты зондирующего импульса с более длинными волнами (при $1 < z < 2$ мм на рис. 3, *жс*, 3, *з*). Таким образом, зависимость частоты отсечки детектируемого спектра от задержки, регистрируемая на картах (рис. 3, *a*–3, *e*, розовые штриховые кривые) определяется дисперсией групповых скоростей в данном спектральном диапазоне.

На экспериментальных картах рис. 3, *a*–3, *в* видно, что при положительных задержках (когда импульс накачки полностью опережает зондирующий) спектр восстанавливается не полностью. Это может быть связано с несколькими этапами релаксации электронной плотности, самый быстрый из которых имеет характерное время 150 фс [21], при этом остаточная релаксация продолжается на пикосекундных задержках.

Групповой индекс связан с показателем преломления материала $n_g(\omega) = \frac{\partial(\omega n(\omega))}{\partial \omega}$. Существует несколько эмпирических формул Sellmeiera для ZnSe [23–25], однако все они дают различные результаты для $n(\omega)$ в спектральной области вблизи границы прозрачности. Расчеты распространения импульсов с использованием этих формул не могут точно описать высокочастотную границу подавления спектра на рис. 3, *a*–3, *в*. Для примера, штриховой коричневой линией на рис. 3, *г*–3, *е* показана эта граница в случае расчета $n(\omega)$ по формуле [24]. Видно, что в широкой зоне прозрачности кристалла на длинах волн $\lambda \gg \lambda_g \approx 465$ нм расчет по формуле [24] даёт хороший результат, однако по мере приближения к границе запрещенной зоны совпадение штриховой кривой с экспериментом (розовая пунктирная кривая) становится хуже. Эти отличия могут быть вызваны различной концентрацией электронов и экситонов в зоне проводимости в разных образцах селенида цинка.

Модель (1) позволяет восстановить групповой индекс $n_g(\omega)$ и из него дисперсию групповых скоростей $k_2(\omega) = \frac{\partial(n_g(\omega)/c)}{\partial \omega}$ с помощью аппроксимации высокочастотной границы спектра из экспериментальных карт рис. 3, *a*–3, *в*. Для этого в качестве основы была взята формула Sellmeiera для $n(\omega)$ из работы [24], но в неё было добавлено четвертое слагаемое:

$$n^2(\lambda) - 1 = \sum_{i=1}^4 \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i^2}, \quad (2)$$

где постоянные $B_1 = 4.45813734$, $B_2 = 0.467216334$, $B_3 = 2.89566290$, $C_1 = 0.200859853$ мкм, $C_2 = 0.391371166$ мкм, $C_3 = 47.1362108$ мкм были взяты из работы [24], а постоянные $B_4 \approx 0.03$, $C_4 \approx 0.45$ мкм были определены с помощью аппроксимации расчетами экспериментальных карт рис. 3, *a*–3, *с*.

Предложенный метод восстановления группового индекса даёт точные результаты при условии сильного дисперсионного расплывания зондирующего импульса и слабого дисперсионного расплывания импульса накачки, что автоматически выполняется в двухчастотной схеме, когда центральная частота импульса накачки лежит глубоко в зоне прозрачности материала, а центральная частота зондирующего импульса близка к краю этой зоны. Кроме того, в нашей работе предполагалось, что чирп зондирующего импульса на входе в образец мал по сравнению с набегающим в кристалле чирпом, это условие обеспечивает резкую границу поглощения спектра зондирующего импульса.

Восстановленный описанным образом групповой индекс и дисперсия ZnSe показаны на рис. 4. Видно, что на больших длинах волн значения $n_g(\omega)$ и $k_2(\omega)$ сходятся во всех работах, однако вблизи границы зоны прозрачности $\lambda_g \approx 465$ нм аппроксимация экспериментальных данных показывает резкий рост дисперсии и группового индекса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе экспериментально продемонстрирован метод измерения группового индекса полупроводников вблизи края зоны прозрачности. Вызванная мощным фемтосекундным импульсом накачки ионизация кристалла приводит к рассеянию и поглощению следующего позади широкополосного зондирующего излучения. Обсуждаются физические механизмы, ответственные за эффекты спектрально-селективного подавления пробного импульса. Сканирование задержки между импульсами в диапазоне до 13 пс позволяет восстановить групповой индекс и дисперсию в целом кристалла ZnSe вблизи края зоны прозрачности. Проведено сравнение полученных частотных

профилей группового индекса и дисперсии с другими работами.

Авторы выражают глубокую благодарность профессору А.М. Жёлтикову за всестороннюю поддержку. П.Б. Глек благодарит фонд «Базис» (№ 20-2-10-2-1). И.В. Савицкий благодарит фонд «Базис» (№ 22-2-2-4-1).

Работа поддержана Российским научным фондом (19-72-10054, исследования в области мощных сверхкоротких лазерных импульсов; 22-12-00149, исследование дисперсии полупроводниковых материалов).

Работа выполнена с использованием оборудования Программы развития МГУ имени М.В. Ломоносова.

-
- [1] Forouhi A.R., Bloomer I. // *Phys. Rev. B*. **34**. 7018 (1986).
- [2] Alam S.N., Zubialevich V.Z., Ghafary B., Parbrook P.J. // *Scient. Rep.* **10**. 16205 (2020).
- [3] Wirth A., Hassan M. T., Grguraš I. et. al. // *Science* **334**. 195 (2011).
- [4] Huang S.-W., Cirimi G., Moses J. et. al. // *Nat. Photonics* **5**. 475 (2011).
- [5] Ridente E., Mataikin M., Altwaijry N. et. al. // *Nat. Commun.* **13**. 1111 (2022).
- [6] Савицкий И.В., Степанов Е.А., Ланин А.А., Федотов А.Б. // Письма в ЖЭТФ. **117**. 285 (2023). (Savitsky I.V., Stepanov E.A., Lanin A.A., Fedotov A.B. // *JETP Lett.* **117**, 286 (2023).)
- [7] Balciunas T., Fourcade-Dutin C., Fan G. et. al. // *Nat. Commun.* **6**. 6117 (2015).
- [8] Elu U., Baudisch M., Pires H. et. al. // *Optica*. **4**. 1024 (2017).
- [9] Stepanov E.A., Voronin A.A., Meng F. et. al. // *Phys. Rev. A*. **99**. 033855 (2019).
- [10] Савицкий И.В., Воронин А.А., Степанов Е.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. **118**. 493 (2023). (Savitsky I.V., A.A. Voronin, Stepanov E.A. et. al. // *JETP Lett.* **118**, 483 (2023).)
- [11] Savitsky I.V., Stepanov E.A., Lanin A.A. et. al. // *ACS Photonics*. **9**. 1679 (2022).
- [12] Savitsky I.V., Voronin A.A., Stepanov E.A. et. al. // *Opt. Lett.* **48**. 4469 (2023).
- [13] Higuchi T., Heide C., Ullmann K. et. al. // *Nature*. **550**. 224 (2017).
- [14] Boolakee T., Heide C., Garzón-Ramírez A. et. al. // *Nature*. **605**. 251 (2022).
- [15] Kobayashi Yu., Heide C., Johnson A.C. et. al. // *Nature Physics*. **19**. 171 (2022).
- [16] Heide C., Kobayashi Yu., Johnson A.C. et. al. // *Optica*. **9**. 512 (2022).
- [17] Zhong Y., Zeng Z., Jia Z. et. al. // *Opt. Commun.* **395**. 261 (2017).
- [18] Shaker Ch., Nirala A.K. // *Optics and Lasers in Engineering*. **31**. 455 (1999).
- [19] Fan G., Balciunas T., Fourcade-Dutin C. et. al. // *Optics Express*. **24**. 1614 (2016).
- [20] Савицкий И.В., Степанов Е.А., Ланин А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. **115**. 437 (2022). (Savitsky I.V., Stepanov E.A., Lanin A.A. et al. *JETP Lett.* **115**, 396 (2022).)
- [21] Nam S.-H., Nagar G.C., Dempsey D. et. al. // *High Power Laser Science and Engineering*. **9**. e12 (2021).
- [22] Савицкий И.В., Глек П.Б., Алиев Р.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. **120**. 5 (2024). (Savitsky I.V., Glek P.B., Aliev R.M. et al. // *JETP Lett.* **120**, 8 (2024).)
- [23] Marple D.T.F. // *J. Appl. Phys.* **35**. 539 (1964).
- [24] Connolly J., diBenedetto B., Donadio R. // *Proc. SPIE*. **181**. 141 (1979).
- [25] Amotchkina T., Trubetskov M., Hahner D., Pervak V. // *Appl. Opt.* **59**. A40 (2020).

Dispersion- and Group Index Measurements in Dielectrics with Ultrashort Laser Pulses Near the Bandgap Edge

I. V. Savitsky¹, P. B. Glek¹, R. M. Aliev¹, E. A. Stepanov^{1,2}, A. A. Voronin^{1,2,a}, A. A. Lanin^{1,2}, A. B. Fedotov^{1,2}

¹Physics Department, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119992, Russia

²Russian Quantum Center, Skolkovo 143025 Moscow Region, Russia
E-mail: ^aaa.voronin@physics.msu.ru

A method for measuring the group refractive index and dispersion of dielectrics using a pump-probe scheme demonstrated with a ZnSe crystal. In this approach, an intense, ultrashort pump pulse causes ionization of the crystal, leading to scattering and absorption effects on the subsequent broadband probe pulse, which experiences dispersive broadening as it propagates through the crystal. By adjusting the time delay between

the pump and probe pulses, we can effectively control the spectrum transmitted through the crystal, enabling the retrieval of both the group refractive index and dispersion characteristics.

PACS: 42.65.Re.

Keywords: nonlinear optics, ultrashort laser pulses, pump-probe scheme, refractive index, dispersion of semiconductors.

Received 26 April 2024.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2024. **79**, No. 5. Pp. .

Сведения об авторах

1. Савицкий Илья Владимирович — аспирант; тел.: 8-495-939-39-59, e-mail: savickiy.iv15@physics.msu.ru.
2. Глек Павел Борисович — аспирант; тел.: 8-495-939-39-59, e-mail: glek.pb14@physics.msu.ru.
3. Алиев Рустам Мидихатович — студент; тел.: 8-495-939-39-59, e-mail: aliev.rm19@physics.msu.ru.
4. Степанов Евгений Александрович — канд. физ.-мат. наук, инженер; тел.: 8-495-939-39-59, e-mail: ea.stepanov@physics.msu.ru.
5. Воронин Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: 8-495-939-39-59, e-mail: aa.voronin@physics.msu.ru.
6. Ланин Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: 8-495-939-39-59, e-mail: lanin@physics.msu.ru.
7. Федотов Андрей Борисович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: 8-495-939-39-59, e-mail: a.b.fedotov@physics.msu.ru.