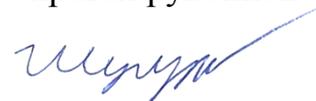


Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский  
государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

На правах рукописи



**Шугуров Александр Иванович**

**ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН УЛЬТРАКОРОТКИМИ  
ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ТОЛСТЫХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ  
КРИСТАЛЛАХ**

1.3.19. Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
д.ф.-м.н., проф.  
Бакунов Михаил Иванович

Нижегород – 2022

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	С.
<b>Введение .....</b>	<b>3</b>
<b>Глава 1. Неколлинеарное эллипсометрическое детектирование</b>	
<b>терагерцовых волн в кристаллах GaAs сантиметровой толщины</b>	<b>20</b>
1.1. Схема детектирования и описание экспериментальной установки.....	21
1.2. Теоретический анализ.....	24
1.3. Экспериментальные результаты и их анализ .....	28
Выводы по главе 1 .....	37
<b>Глава 2. Неколлинеарное неэллипсометрическое детектирование</b>	
<b>терагерцовых волн в кристаллах GaAs сантиметровой толщины</b>	<b>38</b>
2.1. Схема эксперимента и описание экспериментальной установки .....	39
2.2. Экспериментальные результаты и их анализ .....	42
Выводы по главе 2.....	53
<b>Глава 3. Неколлинеарное эллипсометрическое детектирование</b>	
<b>терагерцовых волн в LiNbO<sub>3</sub> в конфигурации подавленного</b>	
<b>собственного двулучепреломления кристалла.....</b>	<b>54</b>
3.1. Схема детектирования и описание экспериментальных установок .....	55
3.2. Теоретический анализ условий детектирования.....	60
3.3. Экспериментальные результаты и их анализ .....	63
Выводы по главе 3.....	67
<b>Заключение.....</b>	<b>69</b>
<b>Список литературы.....</b>	<b>71</b>
<b>Список публикаций по теме диссертации.....</b>	<b>78</b>

## ВВЕДЕНИЕ

### **Актуальность и степень разработанности темы исследования**

Импульсное терагерцовое излучение становится инструментом все более широкого круга научных и практических приложений, включающих терагерцовую спектроскопию во временной области [1–3], терагерцовые интроскопию и имиджинг [4–6], неразрушающий контроль композитных материалов и покрытий [7, 8], инспекцию почтовых отправлений [9], настольное ускорение заряженных частиц [10–12], сверхбыстрое управление динамическими состояниями в веществе и намагниченностью материалов [13–15], нелинейно-оптическую микроскопию [16] и др. Наиболее распространенные методы генерации и детектирования импульсного терагерцового излучения основаны на нелинейно-оптических преобразованиях фемтосекундных лазерных импульсов ближнего инфракрасного диапазона в электрооптических (квадратично нелинейных) средах или на их взаимодействии с фотопроводящими средами. При этом нелинейно-оптические методы, в целом, имеют большую эффективность и широкополосность.

При детектировании терагерцовых импульсов требуется, как правило, измерить их временную форму (осциллограмму), имеющую пикосекундный масштаб изменений. Это достигается стробированием терагерцовых импульсов более короткими оптическими импульсами фемтосекундных лазеров в электрооптических кристаллах [17–19] или фотопроводящих антеннах [20–22]. В стандартной схеме электрооптического стробирования измеряемый терагерцовый импульс и пробный оптический импульс распространяются в кристалле коллинеарно. При этом пробный импульс испытывает изменение поляризации, вызванное наведенным в кристалле под действием электрического поля терагерцового импульса двулучепреломлением (эффект Погкельса). Измеряя с помощью эллипсометрической схемы изменение поляризации пробного импульса в

зависимости от времени задержки между терагерцовым и пробным импульсами, получают временную зависимость терагерцового электрического поля [18].

Для эффективного электрооптического стробирования пробный импульс должен двигаться синхронно с фазовым фронтом терагерцовой волны, т.е. групповая скорость оптического импульса должна равняться фазовой скорости терагерцовой волны. При нарушении условия синхронизма эффективное взаимодействие пробного импульса с терагерцовым ограничено длиной когерентности [23]

$$L_{\text{coh}}(\nu) = \frac{c}{2\nu|n_{\text{THz}}(\nu) - n_g|},$$

где  $n_g$  – оптический групповой индекс кристалла,  $n_{\text{THz}}(\nu)$  – показатель преломления кристалла на терагерцовой частоте  $\nu$ ,  $c$  – скорость света в вакууме. Для выполнения условия  $n_g \approx n_{\text{THz}}(\nu)$  в измеряемом диапазоне терагерцовых частот необходимо подбирать кристалл под длину волны используемого лазера. Так, например, кристалл ZnTe используется для электрооптического стробирования терагерцовых волн импульсами титан-сапфирового лазера с длиной волны  $\lambda \approx 0,8$  мкм. При этом синхронизм достигается на частоте  $\nu \approx 2$  ТГц, и длина когерентности является довольно большой ( $L_{\text{coh}} \geq 2$  мм) в интервале частот  $\nu \leq 2$  ТГц [24, 25]. В кристаллах GaP и CdTe оптико-терагерцовый синхронизм может быть достигнут для излучения иттербиевого лазера с  $\lambda \approx 1,06$  [26]. Однако не существует кристаллов, способных обеспечить синхронизм на длине волны  $\lambda \approx 1,56$  мкм, соответствующей эрбиевым волоконным лазерам, удобным для использования в дешевых и компактных терагерцовых спектрометрах [27–30].

Среди электрооптических кристаллов GaAs имеет наибольшую длину волны синхронизма ( $\approx 1,33$  мкм [26]), тем не менее на длине волны волоконного лазера ( $\approx 1,56$  мкм) длина когерентности в GaAs составляет всего лишь 1 мм

при  $\nu = 1,5$  ТГц и уменьшается до 0,5 мм при  $\nu = 2,5$  ТГц [26], что приводит к необходимости использовать тонкие кристаллы. При малой толщине кристалла снижается чувствительность детектирования и, что даже важнее, приходится ограничивать временное окно измерений, чтобы отфильтровать эхо-сигналы, возникающие из-за переотражений пробного импульса от граней кристалла. Присутствие во временном окне, наряду с основным сигналом, эхо-сигналов приводило бы к паразитной изрезанности терагерцового спектра и ограничивало бы возможности применения измерений для спектроскопических целей [31, 32]. Например, из кристалла GaAs толщиной 1 мм первый эхо-сигнал выходит через 20 пс после основного сигнала [31]. Ограничение временного окна интервалом в 20 пс снижает спектральное разрешение измерений до  $\sim 50$  ТГц ( $\sim 1/20$  пс $^{-1}$ ) и тем самым ограничивает возможности их спектроскопических применений.

В работе [33] был предложен универсальный, не требующий подбора типа кристалла под длину волны пробного импульса, метод достижения оптико-терагерцового синхронизма при электрооптическом стробировании терагерцовых волн лазерными импульсами. Идея метода основана на обращении явления черенковского излучения терагерцовых волн движущейся нелинейной поляризацией, наводимой ультракоротким лазерным импульсом в среде с квадратичной нелинейностью [34]. В обращенном варианте эффекта Черенкова терагерцовая волна запускается под черенковским углом к пробному оптическому пучку, так что пробный импульс в ходе распространения как бы скользит вдоль одного и того же терагерцового волнового фронта, что и обеспечивает своеобразный (неколлинеарный) синхронизм. На языке длины когерентности, которая для неколлинеарной геометрии записывается как

$$L_{\text{coh}}(\nu, \beta) = \frac{c}{2\nu |n_{\text{THz}}(\nu) \cos \beta - n_g|},$$

( $\beta$  – угол между оптическим и терагерцовым пучками), неколлинеарный синхронизм соответствует расходимости  $L_{\text{coh}} \rightarrow \infty$  при  $\beta \rightarrow \beta_{\text{Ch}}$ , где черенковский угол  $\beta_{\text{Ch}}$  определяется соотношением  $\cos \beta_{\text{Ch}} = n_g/n_{\text{THz}}$ . Неколлинеарное эллипсометрическое детектирование терагерцовых волн импульсами титан-сапфирового лазера ( $\lambda \approx 0,8$  мкм) было экспериментально продемонстрировано в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  с  $n_g \approx 2,25$  и  $n_{\text{THz}} \approx 4,75$  (при  $\nu \approx 0,5$  ТГц) [33]. Из-за большого угла  $\beta_{\text{Ch}} \approx 63^\circ$  терагерцовое излучение заводилось в кристалл через боковую грань с помощью кремниевой призмы. По эффективности неколлинеарная схема оказалась сравнимой со стандартной коллинеарной схемой на основе кристалла  $\text{ZnTe}$ . Однако большое собственное двулучепреломление кристалла  $\text{LiNbO}_3$  потребовало существенного усложнения оптической схемы для его компенсации [35].

Неколлинеарная геометрия оптико-терагерцового нелинейного взаимодействия дает возможность проводить электрооптическое детектирование терагерцовых волн без использования эллипсометрической схемы [36]. Как показано в работах [36, 37], вклады нелинейных процессов генерации разностной и суммарной частот в амплитуду пробного оптического пучка, практически компенсирующие друг друга в коллинеарной геометрии, оказываются пространственно разделенными в неколлинеарной. Это приводит к модуляции интенсивности в оптическом пучке, пропорциональной величине терагерцового поля. Таким образом, возникает возможность проводить электрооптическое стробирование терагерцовых волн просто по измерению интенсивности нужным образом выбранной части пробного пучка без использования поляризационной оптики, что существенно упрощает схему детектирования. Как показано в работе [36] с использованием структуры в виде пластинки кристалла  $\text{LiNbO}_3$  с прикрепленной к нему кремниевой призмой для ввода терагерцового излучения, эффективности неэллипсометрического и эллипсометрического методов измерений в неколлинеарной схеме примерно одинаковы.

Таким образом, основные преимущества неколлинеарных схем электро-

оптического детектирования, как эллипсометрической, так и неэллипсометрической, состоят в следующем. Во-первых, такие схемы способны обеспечить оптико-терагерцовый синхронизм при любой длине волны пробного оптического пучка без необходимости подбора электрооптического кристалла, просто путем задания нужного (черенковского) угла между оптическим и терагерцовым пучками. Во-вторых, возможность обеспечить большую длину когерентности в неколлинеарных схемах позволяет использовать толстые (сантиметровой толщины) кристаллы и проводить измерения в больших (порядка сотен пс) временных окнах, достигая тем самым высокого (порядка нескольких ГГц) спектрального разрешения измерений. Так, например, при использовании кристалла  $\text{LiNbO}_3$  толщиной 1 см временной интервал до прихода первого эхосигнала составляет  $\sim 160$  пс, что соответствует спектральному разрешению  $\sim 6$  ГГц.

Кристалл  $\text{LiNbO}_3$ , в котором были впервые реализованы неколлинеарные схемы электрооптического детектирования терагерцовых волн [33, 36], имеет ряд недостатков. Сильное собственное двулучепреломление кристалла препятствует эллипсометрическим измерениям наведенной за счет эффекта Погкельса деполяризации пробного пучка в схеме с использованием наибольшей компоненты тензора электрооптических коэффициентов кристалла [33]. В этой схеме пробный оптический импульс распространяется перпендикулярно кристаллографической оси [001] и поляризован под углом  $45^\circ$  к этой оси. Из-за большой разницы групповых индексов обыкновенной (2,3) и необыкновенной (2,2) волн пакеты этих волн пространственно разделяются после прохождения короткого расстояния в кристалле ( $\sim 0,3$  мм при длительности пробного импульса 100 фс), что делает невозможными эллипсометрические измерения на выходе их кристалла. Для компенсации паразитного эффекта собственного двулучепреломления требуется значительное усложнение экспериментальной схемы [33].

Еще одним недостатком кристалла  $\text{LiNbO}_3$  является большое значение черенковского угла  $\beta_{\text{Ch}} \approx 63^\circ$ . Это, во-первых, приводит к необходимости ис-

пользовать согласующую (кремниевую) призму для ввода терагерцового излучения в кристалл [33], а во-вторых, ограничивает область перекрытия пробного и терагерцового пучков, уменьшая тем самым длину (и эффективность) оптико-терагерцового взаимодействия. Кроме того, кристалл  $\text{LiNbO}_3$  имеет сильное поглощение ( $>20 \text{ см}^{-1}$  [38]) на частотах выше 1 ТГц.

В связи с вышесказанным представляет интерес исследование возможностей усовершенствования неколлинеарных схем электрооптического детектирования терагерцовых волн за счет использования в них других кристаллов, прежде всего GaAs, и других кристаллографических ориентаций кристалла  $\text{LiNbO}_3$ , а также за счет увеличения толщины кристаллов.

### **Цель и задачи диссертационной работы**

Целью диссертационной работы является развитие нелинейно-оптических методов измерения временной формы импульсного терагерцового излучения в условиях неколлинеарного (черенковского) синхронизма пробного оптического и терагерцового импульсов в электрооптических кристаллах сантиметровой толщины, обеспечивающих высокое (до нескольких гигагерц) спектральное разрешение измерений. Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

разработка метода неколлинеарного эллипсометрического детектирования терагерцовых волн в кристаллах GaAs сантиметровой толщины;

разработка метода неколлинеарного неэллипсометрического детектирования терагерцовых волн в кристаллах GaAs сантиметровой толщины;

разработка метода неколлинеарного эллипсометрического детектирования терагерцовых волн в  $\text{LiNbO}_3$  в конфигурации подавленного собственного двулучепреломления кристалла.

## Научная новизна работы

Научная новизна работы состоит в следующем:

1. Впервые предложены схемы неколлинеарного электрооптического детектирования терагерцовых волн фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 1,56 мкм в кристаллах GaAs. В отличие от известных схем на основе кристалла LiNbO<sub>3</sub> в предложенных схемах не используются согласующие призмы – терагерцовый и пробный пучки заводятся в кристалл непосредственно через одну из граней кристалла.

2. Впервые экспериментально продемонстрировано неколлинеарное эллипсометрическое детектирование временной формы терагерцовых волн импульсами волоконного фемтосекундного лазера (с длиной волны 1,56 мкм) в кристалле GaAs сантиметровой толщины. Достигнуто высокое спектральное разрешение (<10 ГГц) и на порядок большая эффективность по сравнению со стандартным методом коллинеарного эллипсометрического детектирования в кристаллах GaAs (суб)миллиметровой толщины. Найдены оптимальные параметры неколлинеарной схемы (толщина кристалла, угол между оптическим и терагерцовым пучками, поляризации пучков).

3. Впервые экспериментально продемонстрировано неколлинеарное неэллипсометрическое детектирование временной формы терагерцовых волн импульсами волоконного фемтосекундного лазера (с длиной волны 1,56 мкм) в кристалле GaAs сантиметровой толщины, основанное на измерении интенсивности пробного оптического пучка при ее нелинейно-оптической модуляции электрическим полем терагерцовой волны. Экспериментально исследована зависимость выходного электрооптического сигнала и его спектра от ширины пробного оптического пучка.

4. Предложен и экспериментально продемонстрирован метод неколлинеарного эллипсометрического детектирования временной формы терагерцовых волн фемтосекундными оптическими импульсами в кристалле LiNbO<sub>3</sub>, не чувствительный к паразитному эффекту сильного собственного двулучепре-

ломления кристалла  $\text{LiNbO}_3$  и работоспособный при различной длине волны пробного оптического пучка. Экспериментально подтверждена работоспособность метода при использовании в качестве источника оптического излучения фемтосекундных лазеров с длиной волны 0,8 мкм и 1,56 мкм.

### **Практическая значимость работы**

Разработанные в диссертации методы нелинейно-оптического измерения временной формы импульсного терагерцового излучения обеспечивают высокое спектральное разрешение и могут быть использованы в целях терагерцовой спектроскопии во временной области (THz-TDS).

Предложенные схемы детектирования на основе кристалла GaAs предназначены для работы с волоконными фемтосекундными лазерами и вследствие этого могут быть использованы в компактных терагерцовых спектрометрах.

Предложенный метод неколлинеарного неэллипсометрического детектирования временной формы терагерцовых волн импульсами фемтосекундного волоконного лазера в кристалле GaAs сантиметровой толщины позволяет проводить эффективное электрооптическое стробирование с высоким спектральным разрешением без использования поляризационной оптики и балансного детектора, что упрощает схему детектирования.

Предложенный метод неколлинеарного эллипсометрического детектирования временной формы терагерцовых волн в структуре, состоящей из кристалла  $\text{LiNbO}_3$  специальной кристаллографической ориентации и прикрепленной к нему кремниевой призмы, обеспечивает высокие характеристики детектирования при различной длине волны стробирующих оптических импульсов (от 0,8 до 1,56 мкм), что позволяет применять данную структуру в качестве универсального детектирующего элемента терагерцовых спектрометров, совместимых с различными лазерными источниками.

## Основные научные положения, выносимые на защиту

1. Неколлинеарная эллипсометрическая схема электрооптического стробирования временной формы терагерцовых волн импульсами фемтосекундного волоконного лазера (с длиной волны 1,56 мкм) в кристаллах GaAs сантиметровой толщины позволяет проводить измерения с широким (до сотен пс) временным окном без паразитного влияния эхо-сигналов, обеспечивая тем самым высокое (до нескольких ГГц) спектральное разрешение измерений. При этом эффективность (динамический диапазон) измерений на порядок превышает эффективность стандартной коллинеарной схемы с кристаллами GaAs (суб)миллиметровой толщины. Оптимальные условия измерений с помощью неколлинеарной эллипсометрической схемы на основе кристалла GaAs достигаются при следующих параметрах: ориентации кристалла  $\langle 110 \rangle$ , толщине кристалла 1-3 см, угле падения пробного оптического пучка из воздуха на входную грань кристалла  $42^\circ$ – $50^\circ$  при нормальном падении терагерцового пучка на границу, поляризации терагерцового пучка ортогонально кристаллографической оси [001] кристалла и поляризации пробного оптического пучка параллельно или ортогонально оси [001].

2. Электрооптическое стробирование временной формы терагерцовых волн импульсами фемтосекундного волоконного лазера (с длиной волны 1,56 мкм) может быть проведено в кристаллах GaAs неэллипсометрически – путем измерения интенсивности части пробного оптического пучка при ее нелинейно-оптической модуляции электрическим полем терагерцовой волны в условиях неколлинеарного распространения терагерцового и оптического излучений. Использование кристаллов сантиметровой толщины обеспечивает высокое (до нескольких ГГц) спектральное разрешение стробирования. Эффективность неэллипсометрического неколлинеарного метода электрооптического стробирования в кристалле GaAs сравнима с эффективностью эллипсометрического неколлинеарного метода для того же кристалла. Неэллипсометрическая неколлинеарная схема измерений обладает свойствами полосового фильтра, ча-

стотная характеристика которого определяется шириной пробного пучка. Существует оптимальная ширина пучка, обеспечивающая минимальное искажение спектра измеряемого терагерцового сигнала, например, для сигнала от фотопроводящей антенны (с максимумом спектра на частоте 0,5 ТГц) оптимальной является ширина пучка  $\sim 120$  мкм.

3. Неколлинеарная схема с распространением пробного оптического импульса вдоль  $z$ -оси кристалла  $\text{LiNbO}_3$ , а измеряемого терагерцового импульса под углом около  $63^\circ$  к этой оси позволяет обеспечить оптико-терагерцовый синхронизм и подавить паразитный эффект сильного собственного двулучепреломления кристалла  $\text{LiNbO}_3$ , препятствующий эллипсометрическому измерению терагерцового поля. Данная схема может быть реализована на основе структуры, состоящей из пластины  $\text{LiNbO}_3$  толщиной несколько миллиметров и размерами большой грани  $\sim (1 \times 1)$  см<sup>2</sup> и прикрепленной к этой грани кремниевой призмы с углом  $41^\circ$  при основании. Пробный пучок заводится в пластину через ее торец вдоль  $z$ -оси кристалла, терагерцовый пучок заводится в пластину через кремниевую призму под углом  $63^\circ$  к пробному пучку. Оптимальная поляризация терагерцового пучка – вдоль  $x$ -оси кристалла, а пробного пучка – вдоль  $x$ -оси или  $y$ -оси. Модуляция поляризации пробного пучка терагерцовым полем за счет эффекта Погкельса регистрируется на выходе из пластины эллипсометрическим методом. Сантиметровая дистанция распространения пробного импульса в пластине позволяет проводить электрооптическое стробирование терагерцовых импульсов с широким временным окном, обеспечивая тем самым высокое (до нескольких ТГц) спектральное разрешение измерений. Данная структура не чувствительна к длине волны пробного оптического пучка и может быть использована с различными фемтосекундными лазерами, например, титан-сапфировым (длина волны 0,8 мкм) и волоконным эрбиевым (длина волны 1,56 мкм).

### **Апробация результатов работы и публикации**

Диссертационная работа выполнена на кафедре общей физики Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского в 2014-2022 годах. По теме диссертации опубликовано 14 работ, в том числе 3 статьи в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК, [А1–А3], 2 патента на изобретение [А4, А5], а также 9 работ в сборниках трудов конференций [А6–А14].

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: The 8th International Workshop on Far-Infrared Technologies 2021 (IW-FIRT 2021, Фукуи, Япония, 2021), The 19th International Conference on Laser Optics 2020 (ICLO 2020, Санкт-Петербург, 2020), IX международной конференции по фотонике и информационной оптике (Москва, 2020), The 8th Russia-Japan-USA-Europe Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (RJUSE 2019, Нижний Новгород, 2019), 3rd International Conference Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications (Tera-2018, Нижний Новгород, 2018), International Conference on Ultrafast Optical Science and Ultrafast Light (UltrafastLight-2018, Москва, 2018), 6th EOS Topical Meeting on Terahertz Science & Technology (TST 2018, Берлин, Германия, 2018), VII международной конференции по фотонике и информационной оптике (Москва, 2018), 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC 2015, Мюнхен, Германия, 2015), XVIII научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 2014).

### **Достоверность полученных результатов**

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением апробированных экспериментальных, теоретических и численных методов, согласованием результатов диссертационной работы в частных случаях с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными других авторов, а также апробацией результатов на солидных международных конференциях и

публикациями в высокорейтинговых международных рецензируемых журналах.

### **Методология и методы исследования**

Использованные в работе экспериментальные установки основаны на апробированной общей методологии терагерцовой спектроскопии во временной области, в соответствии с которой лазерный импульс разделяется на две части, одна из которых используется в качестве импульса накачки для генерации терагерцового импульса, в другая – в качестве пробного импульса для детектирования [18]. В качестве источников оптических импульсов использовались фемтосекундные лазеры C-Fiber (Menlo Systems, Германия) с длиной волны 1,56 мкм и Tsunami (Spectra-Physics, США) с длиной волны 0,8 мкм. Терагерцовое излучение генерировалось с помощью фотопроводящей антенны Tera 15-SL25-FC (Menlo Systems, Германия) при воздействии на нее лазером C-Fiber, а также при накачке лазером Tsunami оптико-терагерцового преобразователя в виде пластины кристалла  $\text{LiNbO}_3$ , расположенной между двух кремниевых призм полного внутреннего отражения [39]. Измерения модуляции пробного пучка проводились методом синхронного детектирования. Мощность терагерцового излучения измерялась с помощью ячейки Голлея GC-1D (Tydex, Россия), мощность зондирующего пучка – с помощью пирозлектрического детектора S320C (Thorlabs, США). Ширина терагерцового пучка измерялась методом «knife-edge» [40], для измерения ширины оптического пучка использовалась CCD-камера pco.pixelfly usb (Excelitas PCO GmbH, Германия). Длительность оптических импульсов измерялась автокоррелятором Mini TRA (APE, Германия). Использовалось оптомеханическое оборудование компаний Thorlabs (США), Standa (Литва), Edmund Optics (США), ЭЛАН (Россия). Расчеты спектров измеренных электрооптических сигналов проводились методом быстрого преобразования Фурье.

### **Личный вклад автора**

Все экспериментальные исследования, включая проектирование и сборку экспериментальных установок, проводились автором лично. Теоретические расчеты и анализ полученных экспериментальных результатов проводились автором совместно с научным руководителем Бакуновым М.И. (все главы), а также соавторами Машковичем Е.А. (все главы), Бодровым С. Б. (главы 2 и 3) и Абрамовским Н.А. (глава 3).

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка литературы из 59 наименований и списка публикаций по диссертации из 14 наименований. Общий объем диссертации составляет 79 страниц, включая 17 рисунков, список литературы из 59 наименований на 7 страницах и список публикаций по диссертации из 14 наименований на 2 страницах.

### **Краткое содержание диссертации**

**Во введении** обосновывается актуальность диссертационной работы, формулируется цель исследования, указываются научная новизна и практическая значимость диссертации, кратко описывается ее содержание, приводятся основные положения, выносимые на защиту.

**Первая глава** посвящена разработке метода эллипсометрического детектирования терагерцовых волн импульсами фемтосекундного волоконного лазера в толстых (сантиметровой толщины) кристаллах GaAs в условиях неколлинеарного оптико-терагерцового синхронизма. Проведен анализ факторов, влияющих на эффективность детектирования в неколлинеарной геометрии. Приведена схема неколлинеарного детектирования и описание экспериментальной установки. Приведены результаты экспериментов по неколлинеарному детектированию в кристаллах GaAs различной толщины в сравнении с результатами, полученными с помощью стандартной коллинеарной схемы. Экспериментально

определены оптимальные значения толщины кристалла и угла ввода пробного пучка в кристалл.

В п. 1.1 даны описания схемы неколлинеарного детектирования и экспериментальной установки, приведены параметры терагерцового и пробного оптического пучков.

В п. 1.2 проведен теоретический анализ зависимости длины когерентности оптико-терагерцового взаимодействия от частоты терагерцовой волны при различных углах между терагерцовым и пробным пучками, введена и оценена длина области пересечения пучков, обоснована несущественность поглощения терагерцового излучения в кристаллах GaAs сантиметровой толщины, рассмотрено влияние факторов дисперсионного расплывания пробного импульса и ширины пробного пучка на спектральную полосу детектирования. Показано, что при толщине кристалла, превышающей длину оптико-терагерцового взаимодействия, результат электрооптического детектирования не зависит от степени фокусировки терагерцового пучка.

В п. 1.3 приведены экспериментальные спектры электрооптических сигналов, полученных неколлинеарным эллипсометрическим методом при различной толщине кристалла GaAs и различных углах ввода пробного пучка в кристалл. Определены оптимальные значения толщины и угла ввода. Дано сравнение спектров, полученных в кристаллах GaAs неколлинеарным и коллинеарным методами, указаны преимущества неколлинеарного метода.

В п. 1.4 сделаны выводы по первой главе.

**Вторая глава** посвящена разработке неэллипсометрического, основанного на измерении модуляции интенсивности в пробном пучке, метода электрооптического детектирования терагерцовых волн импульсами фемтосекундного волоконного лазера в толстых (сантиметровой толщины) кристаллах GaAs в условиях неколлинеарного оптико-терагерцового синхронизма. Приведена схема детектирования и описание экспериментальной установки. Определены теоретически и подтверждены экспериментально оптимальные поляризации тера-

герцового и пробного оптического пучков относительно кристаллографических осей кристалла GaAs. Приведены экспериментальные осциллограммы электрооптических сигналов и их спектры, проведено их сравнение с результатами эллипсометрических измерений, а также с теоретическими предсказаниями.

В п. 2.1 приведена экспериментальная схема, позволяющая проводить как неэллипсометрическое, так и эллипсометрическое неколлинеарное детектирование терагерцовых волн импульсами фемтосекундного волоконного лазера. Дано описание экспериментальной установки, приведены характеристики используемых приборов и оптических элементов. Описан способ переключения экспериментальной схемы между режимами неэллипсометрического и эллипсометрического детектирования.

В п. 2.2 проведен теоретический анализ зависимости электрооптического сигнала от поляризаций терагерцового и пробного пучков относительно кристаллографических осей кристалла GaAs, приведены экспериментальные данные, согласующиеся с анализом. Приведены электрооптические сигналы, полученные методом неэллипсометрического неколлинеарного детектирования при фокусировке пробного пучка в пятна различных диаметров. Показано, что форма электрооптического сигнала, полученного методом неэллипсометрического электрооптического стробирования, близка к производной по времени от сигнала, полученного методом эллипсометрического стробирования. Проведено сравнение соответствующих спектров. Дано объяснение формы спектров с привлечением теоретических результатов работы [37].

В п. 2.3 сделаны выводы по второй главе.

**Третья глава** посвящена разработке неколлинеарного эллипсометрического метода электрооптического детектирования терагерцовых волн фемтосекундными лазерными импульсами в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  в конфигурации с распространением пробного импульса вдоль  $z$ -оси кристалла, обеспечивающей подавление паразитного эффекта собственного двулучепреломления кристалла. Экспериментально продемонстрирована работоспособность метода при двух

длинах волн пробного импульса – 1,5 мкм и 0,8 мкм. Проведено сравнение с детектированием с помощью фотопроводящей антенны и кристалла GaAs.

В п. 3.1 приведены экспериментальные схемы детектирования терагерцовых волн импульсами фемтосекундного волоконного лазера с длиной волны 1,5 мкм и импульсами титан-сапфирового лазера с длиной волны 0,8 мкм в структуре, состоящей из кристалла  $\text{LiNbO}_3$  и прикрепленной к нему кремниевой призмы. Дано описание структуры, приведены характеристики используемых приборов и оптических элементов.

В п. 3.2 дано теоретическое обоснование выбора поляризаций терагерцового и пробного пучков, а также угла при основании кремниевой призмы.

В п. 3.3 приведены результаты экспериментов по детектированию терагерцовых волн в структуре с кристаллом  $\text{LiNbO}_3$  при использовании в качестве источника света волоконного фемтосекундного лазера с длиной волны 1,55 мкм и титан-сапфирового фемтосекундного лазера с длиной волны 0,8 мкм. Приведены осциллограммы электрооптических сигналов и соответствующие спектры. Для схемы с волоконным лазером проведено сравнение осциллограммы и спектра с результатами детектирования в кристалле GaAs и фотопроводящей антенне.

В пункте 3.4 сделаны выводы по третьей главе.

В заключении представлены основные результаты диссертации.

### **Благодарности**

Автор выражает искреннюю благодарность и глубокую признательность своему научному руководителю профессору Бакунову Михаилу Ивановичу за постановку задач, ценные советы и замечания в ходе проведения исследований и обсуждений результатов, а также за помощь и постоянную поддержку, оказанные при подготовке диссертации.

Автор выражает благодарность коллегам и соавторам научных публикаций, в частности, Машковичу Евгению Александровичу за помощь в проведении экспериментов, относящихся к первой и второй главам, и участие в обсуж-

дении результатов по всем главам, Бодрову Сергею Борисовичу за помощь в проведении экспериментов и участие в обсуждении результатов, относящихся ко второй и третьей главам, Абрамовскому Никите Андреевичу за участие в обсуждении результатов, относящихся к третьей главе. Также автор благодарит весь профессорско-преподавательский и учебно-вспомогательный персонал кафедры общей физики радиофизического факультета ННГУ за помощь, поддержку и ценные советы по научной работе.

Диссертационная работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 0729-2020-0035).

## ГЛАВА 1. НЕКОЛЛИНЕАРНОЕ ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ GaAs САНТИМЕТРОВОЙ ТОЛЩИНЫ

Данная глава посвящена разработке метода эллипсометрического электрооптического стробирования терагерцовых волн импульсами фемтосекундных волоконных лазеров (с длиной волны около 1,56 мкм) в условиях неколлинеарного оптико-терагерцового синхронизма в кристаллах GaAs сантиметровой толщины. Кристалл GaAs хорошо подходит для использования в схемах нелинейно-оптической генерации и детектирования терагерцовых волн совместно с волоконными лазерами. Действительно, неколлинеарный синхронизм оптических импульсов с длиной волны 1,56 мкм и терагерцовых волн достигается в GaAs при довольно малом (черенковском) угле между терагерцовым и оптическим пучками  $\beta_{Ch} \approx 12^\circ$ . К тому же, GaAs имеет довольно малое поглощение в терагерцовом диапазоне ( $\sim 1 \text{ см}^{-1}$  на частотах выше 1 ТГц [41]). Эти обстоятельства позволяют реализовать неколлинеарную схему оптико-терагерцового взаимодействия без использования каких-либо согласующих элементов (призм), просто за счет наклонного падения оптического пучка на границу кристалла при нормальном падении на границу терагерцового пучка. Кроме того, GaAs изотропен, т.е. у него отсутствует вредное для реализации эллипсометрического детектирования собственное двулучепреломление, и имеет довольно большой нелинейно-оптический коэффициент  $d_{14} = 65,6 \text{ пм/В}$  [42]. Черенковская генерация терагерцового излучения импульсами волоконного лазера в кристалле GaAs исследовалась в работах [29, 43]. Результаты данной главы по неколлинеарному эллипсометрическому детектированию терагерцовых волн в кристалле GaAs были впоследствии развиты в работах [29, 44].

Основные результаты главы опубликованы в работах [A1, A4, A6-A7].

### 1.1. Схема детектирования и описание экспериментальной установки

Геометрия электрооптического взаимодействия измеряемой терагерцовой волны и пробного оптического импульса в условиях неколлинеарного (черенковского) синхронизма в плоском слое кристалла GaAs представлена на рис. 1.1а. Терагерцовый пучок проходит через кристалл перпендикулярно его границам, а пробный оптический пучок падает на границу кристалла под углом  $\alpha$  и идет в кристалле под углом  $\beta$  к терагерцовому пучку. Подбором угла  $\alpha$  можно добиться выполнения условия неколлинеарного синхронизма между оптическим импульсом и терагерцовой волной, т.е. равенства фазовой скорости терагерцовой волны  $V_{THz}$  и проекции групповой скорости оптического импульса  $V_g$  на направление распространения терагерцовой волны. При этом пробный оптический импульс будет распространяться в кристалле, находясь на одном и том же волновом фронте терагерцовой волны и испытывая вследствие этого деполаризующее влияние одного и того же электрического поля.

На рис. 1.1б представлена схема экспериментальной установки для исследования неколлинеарного эллипсометрического электрооптического детектирования терагерцовых волн. В качестве источника оптических импульсов для генерации и детектирования терагерцовых волн в ней используется фемтосекундный волоконный эрбиевый лазер с длиной волны 1,56 мкм, длительностью импульса 70 фс и частотой повторения импульсов 100 МГц (C-Fiber, Menlo Systems). Лазерный пучок делится на две части – пучок накачки фотопроводящей антенны со средней мощностью 35 мВт (для генерации терагерцового излучения) и пробный (детектирующий) пучок со средней мощностью 30 мВт. В экспериментах использовалась фотопроводящая антенна на выращенной при низкой температуре подложке из InGaAs/InAlAs. На антенну подавалось напряжение переменной полярности (меандр)  $\pm 20$  В с частотой 10 кГц. Генерируемое терагерцовое излучение выводилось из антенны с помощью кремниевой гиперполусферической линзы. Терагерцовый пучок коллимировался с помощью лин-

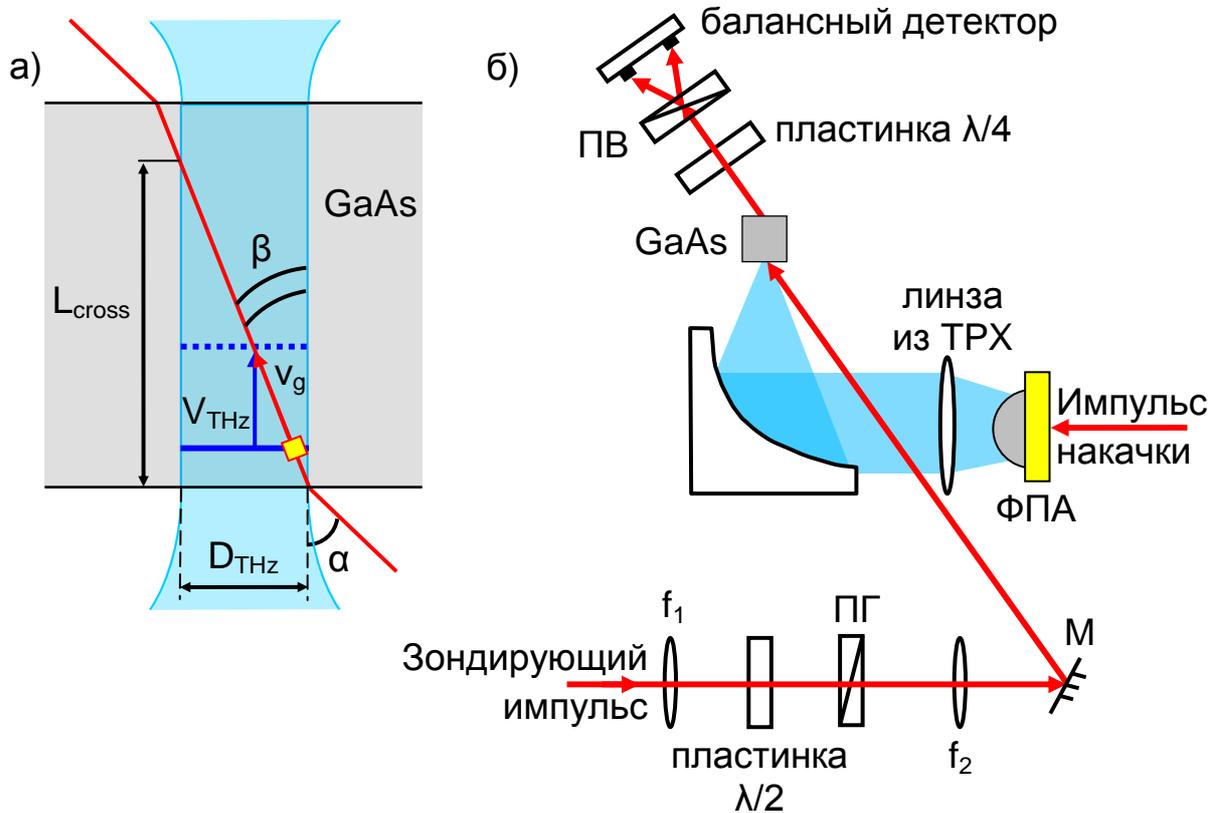


Рис. 1.1. а) Геометрия неколлинеарного оптико-терагерцового взаимодействия в кристалле GaAs, красная линия – пробный оптический пучок (желтый квадрат показывает оптический импульс), покрашенная голубым область – терагерцовый пучок (синими линиями показано положение волнового фронта в два момента времени). б) Схема экспериментальной установки для неколлинеарного эллипсометрического детектирования терагерцовых волн импульсами волоконного лазера в кристалле GaAs.

зы из ТРХ и затем с помощью параболического зеркала (с эффективным фокусным расстоянием 50 мм) фокусировался на входную грань кристалла GaAs с кристаллографической ориентацией [110]. Измеренный с помощью ячейки Голя методом knife-edge диаметр терагерцового пучка (на уровне  $1/e$ ) равнялся  $D_{\text{THz}} \approx 2,5$  мм. Соответствующая длина Рэлея составляет около 3 см (на частоте максимума спектра  $\sim 0,5$  ТГц) и превосходит толщину использовавшихся в эксперименте кристаллов ( $\leq 3$  см), так что дифракционное уширение терагерцового пучка в экспериментах было несущественно. Поляризация терагерцового пучка была ортогональна кристаллографической оси [001] кристалла [45].

Пробный оптический пучок коллимировался линзой  $f_1$  с фокусным расстоянием 25,4 мм, а затем фокусировался на входную грань кристалла GaAs линзой  $f_2$  с фокусным расстоянием 200 мм. При этом ширина пучка на уровне  $1/e$  составляла  $D_{\text{opt}} \sim 120$  мкм. Поляризация пробного пучка выбиралась ортогональной кристаллографической оси [001] кристалла. Угол падения пробного пучка на входную грань кристалла  $\alpha$  регулировался поворотом плоского зеркала М. Поляризационные изменения пробного пучка, возникшие в результате оптико-терагерцового взаимодействия в кристалле GaAs, измерялись с помощью стандартной схемы, состоящей из четвертьволновой пластинки ( $\lambda/4$ ), призмы Воластона (ПВ) и балансного фотодетектора. Чтобы поддерживать постоянной интенсивность пробного оптического излучения на балансном фотодетекторе при изменениях угла падения  $\alpha$  и использовании кристаллов GaAs различной толщины (1, 4, 13 и 27 мм), в оптическое плечо схемы детектирования были внесены полуволновая пластинка ( $\lambda/2$ ) и призма Глана (ПГ). Для изменения временной задержки между терагерцовым и пробным импульсами фотопроводящая антенна и линза из ТРХ были помещены на моторизованную платформу.

## 1.2. Теоретический анализ

На эффективность неколлинеарного электрооптического детектирования влияет целый ряд факторов: несинхронность распространения пробного оптического импульса и волновых фронтов измеряемой терагерцовой волны, конечность области перекрытия пробного и терагерцового пучков, поглощение терагерцовой волны, дисперсионное расплывание пробного импульса, конечная ширина пробного пучка и другие.

Важнейшим фактором, влияющим на эффективность электрооптического детектирования, особенно в толстых кристаллах, является несинхронность распространения пробного оптического импульса и фазовых фронтов терагерцовой волны. Характеристикой несинхронности распространения служит длина когерентности, которая для неколлинеарной геометрии определяется формулой (см. также Введение)

$$L_{\text{coh}}(\nu, \beta) = \frac{c}{2\nu |n_{\text{THz}}(\nu) \cos \beta - n_g|}.$$

При расчете длины когерентности оптический групповой индекс кристалла GaAs выбирался равным  $n_g = 3,52$  [26, 46], и использовалась частотная зависимость терагерцового показателя преломления от частоты  $n_{\text{THz}}(\nu)$ , представленная на рис. 1.2а [26, 47, 48]. Полученные зависимости длины когерентности от частоты терагерцовой волны при различных значениях угла неколлинеарности пробного и терагерцового пучков  $\beta$  показаны на рис. 1.2б. Видно, что для достижения длины когерентности большей, чем 1 см, на частотах до 1,5 ТГц следует использовать углы  $\beta \approx 11,4^\circ - 13,1^\circ$  ( $\alpha \approx 42^\circ - 50^\circ$ ). Однако следует иметь в виду, что функция  $L_{\text{coh}}(\nu, \beta)$  очень чувствительна к значениям параметров кристалла и, следовательно, оптимальный интервал углов  $\beta$  может варьироваться от кристалла к кристаллу.

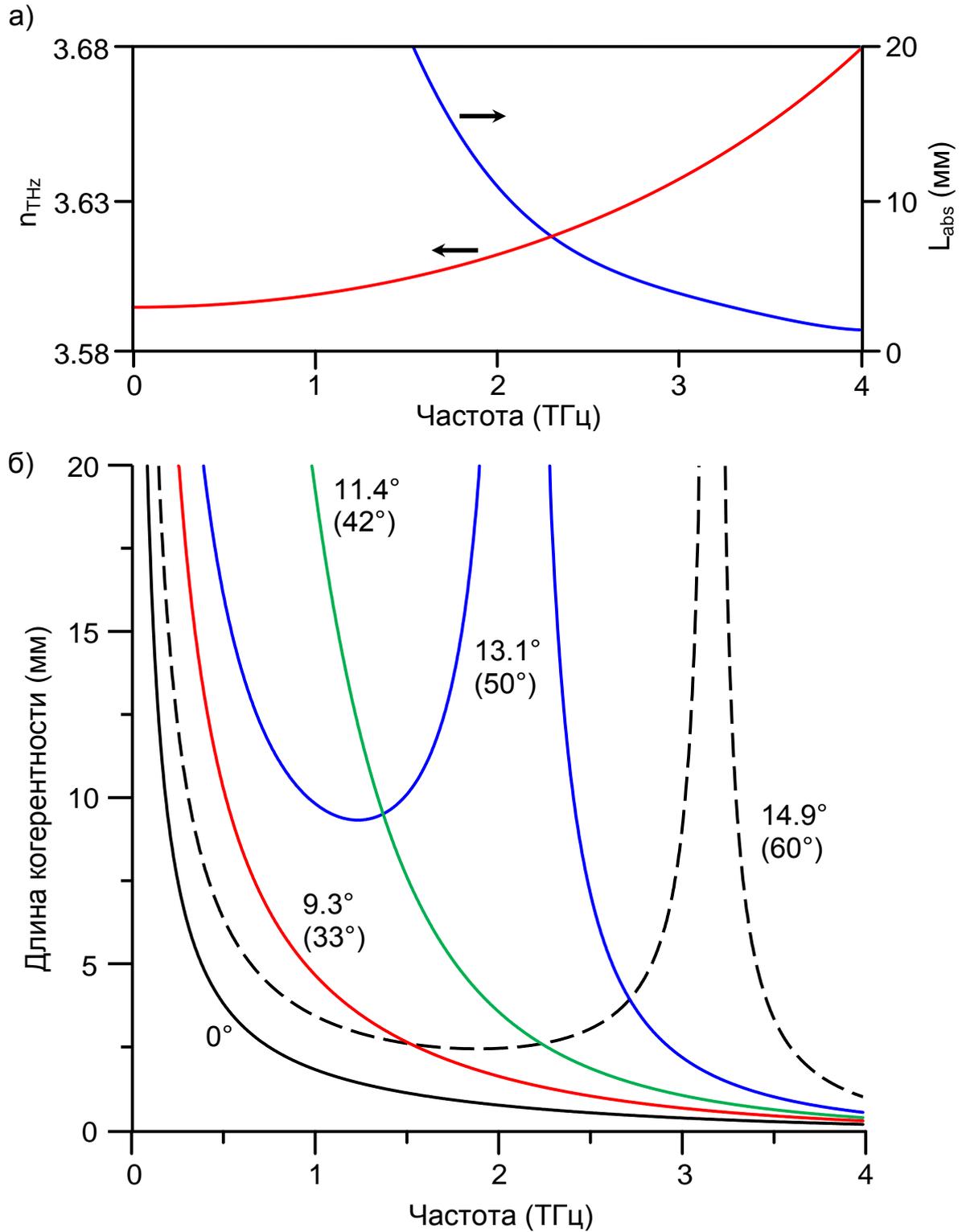


Рис. 1.2. а) Частотные зависимости показателя преломления  $n_{\text{THz}}(\nu)$  и длины поглощения  $L_{\text{abs}}(\nu)$  для терагерцовых волн в кристалле GaAs. б) Частотная зависимость длины когерентности  $L_{\text{coh}}$  при различных углах неколлинеарности  $\beta$  (в скобках указан угол падения пробного пучка на границу кристалла  $\alpha$ ).

В неколлинеарной схеме детектирования расстояние, на котором происходит взаимодействие пробного оптического импульса и терагерцовой волны, ограничено длиной области пересечения оптического и терагерцового пучков  $L_{\text{cross}} = D_{\text{THz}} \text{ctg}\beta$  (см. рис. 1.1a). Для терагерцового пучка диаметром  $D_{\text{THz}} \sim 2,5$  мм и угла неколлинеарности  $\beta \sim 12^\circ$  длина области пересечения пучков оценивается как  $L_{\text{cross}} \sim 1,2$  см.

Еще одним фактором, который может ограничивать длину оптико-терагерцового взаимодействия, является поглощение терагерцовой волны в кристалле. Для оценки важности этого фактора введем длину поглощения  $L_{\text{abs}}$ , на которой величина терагерцового поля спадает в  $e$  раз. Как видно из рис. 1.2a, для частот  $< 1,5$  ТГц длина поглощения имеет значения  $L_{\text{abs}} > 2$  см и, таким образом, превышает длину области пересечения импульсов:  $L_{\text{abs}} > L_{\text{cross}}$ . Следовательно, поглощением терагерцового излучения в кристаллах GaAs можно пренебречь.

Для толстых кристаллов существенным фактором может быть дисперсионное расплывание пробного импульса. Чтобы оценить влияние этого фактора, введем длину дисперсионного расплывания  $L_{\text{dis}}$  как расстояние, на котором длительность пробного импульса увеличивается до 700 фс, т.е. до длительности, которая ограничивает максимальную частоту детектирования значением  $\sim 1,5$  ТГц. Учитывая, что дисперсия групповой скорости в кристалле GaAs на длине волны 1,55 мкм составляет 1440 фс<sup>2</sup>/мм [26], находим, что для используемых в нашем эксперименте пробных импульсов длительностью  $\sim 70$  фс дисперсионная длина оценивается как  $L_{\text{dis}} \sim 1,2$  см, что примерно равно длине области пересечения пучков:  $L_{\text{dis}} \sim L_{\text{cross}}$ . Следовательно, дисперсионное расплывание пробного импульса не накладывает дополнительных ограничений на эффективность детектирования терагерцовых волн с частотами  $< 1,5$  ТГц. Чтобы еще уменьшить влияние дисперсии и, тем самым, расширить интервал детектируемых терагерцовых частот, можно использовать лазерные источники с несколько более длинными импульсами. Так, например, пробный импульс дли-

тельностью 100 фс после прохождения в кристалле GaAs расстояния 1,2 см расплывается лишь до 490 фс, что позволяет проводить детектирование на частотах до 2 ТГц.

В неколлинеарной схеме детектирования конечная ширина пробного пучка может ограничивать диапазон детектируемых частот. Действительно, поскольку дискообразный пробный импульс наклонен по отношению к фазовым фронтам терагерцовой волны, различные части этого импульса взаимодействуют с фронтами разной фазы, что снижает общий электрооптический сигнал. Нулевой сигнал можно ожидать в том случае, когда противоположные края пробного импульса взаимодействуют с терагерцовыми волновыми фронтами, отстоящими друг от друга на одну длину волны. Для нашей схемы детектирования с пробным пучком диаметром  $D_{opt} \sim 120$  мкм это условие ограничивает максимально возможную частоту детектирования значением  $\sim 2$  ТГц.

В стандартной (коллинеарной) схеме электрооптического детектирования одним из факторов, негативно влияющих на результат детектирования, является спектральная неоднородность терагерцового пучка по поперечному сечению. Действительно, поскольку фокусировка и дифракция широкополосного терагерцового пучка происходят по-разному для различных спектральных составляющих пучка, то пучок представляет собой суперпозицию пучков различной частоты, которые имеют разные диаметры [25]. Высокочастотные компоненты, сконцентрированные в центре терагерцового пучка, больше пересекаются с пробным пучком и, следовательно, детектируются с большей эффективностью, чем низкочастотные компоненты. Использование неколлинеарной геометрии электрооптического детектирования позволяет преодолеть эту диспропорцию. В неколлинеарной схеме пробный оптический импульс, распространяясь под углом к терагерцовому пучку, пересекает терагерцовые пучки всех частот. Парциальная длина пересечения пробного пучка с пучком спектральной компоненты терагерцовой частоты  $\nu$  пропорциональна диаметру соответствующего пучка:  $L_{cross}^{(\nu)} \propto D_{THz}^{(\nu)}$ . Из сохранения энергии следует, что электрическое поле

$E_{\text{THz}}^{(\nu)}$  спектральной компоненты обратно пропорционально диаметру:  $E_{\text{THz}}^{(\nu)} \propto 1/D_{\text{THz}}^{(\nu)}$ . Таким образом, электрооптический отклик на частоте  $\nu$  пропорционален произведению  $E_{\text{THz}}^{(\nu)} \cdot L_{\text{cross}}^{(\nu)}$  и, таким образом, не зависит от диаметра  $D_{\text{THz}}^{(\nu)}$ .

### 1.3. Экспериментальные результаты и их анализ

На рис. 1.3 изображены осциллограммы, полученные методами неколлинеарного ( $\alpha = 50^\circ$ ) и коллинеарного ( $\alpha = 0^\circ$ ) эллипсометрического детектирования терагерцовых волн в толстом (толщиной 13 мм) кристалле GaAs. Для сравнения приведена также осциллограмма, полученная в коллинеарной геометрии в тонком (толщиной 1 мм) кристалле GaAs. На рис. 1.4 приведены соответствующие спектры. Спектральное разрешение составляет  $\approx 3$  ГГц при толщине кристалла 13 мм и  $\approx 40$  ГГц при толщине 1 мм. При коллинеарном детектировании более высокое спектральное разрешение в толстом кристалле достигается за счет уменьшения эффективности детектирования. Из рис. 1.4 видно, что на частотах  $\geq 1$  ТГц спектральная плотность электрооптического сигнала существенно меньше при толщине кристалла 13 мм, чем при толщине 1 мм. В то же время на частотах ниже 0,5 ТГц эффективность коллинеарного детектирования в толстом кристалле выше, чем в тонком. Провал на частоте  $\approx 0,4$  ТГц в спектре, полученном при использовании кристалла толщиной 13 мм, появляется из-за того, что удвоенная длина когерентности на данной частоте (см. рис. 1.2б) равна толщине кристалла. В наиболее важном для терагерцовой спектроскопии диапазоне частот  $0,2 \leq \nu \leq 1,5$  ТГц эффективность неколлинеарного ( $\alpha = 50^\circ$ ) детектирования в кристалле толщиной 13 мм существенно выше эффективности коллинеарного ( $\alpha = 0^\circ$ ) детектирования в кристаллах толщиной как 13 мм, так и 1 мм. Таким образом, неколлинеарное эллипсометрическое детектирование в кристаллах GaAs сантиметровой толщины обеспечивает выигрыш как по спектральному разрешению, так и по эффективности по сравнению со стандартной коллинеарной схемой детектирования в тонких кристаллах. За-

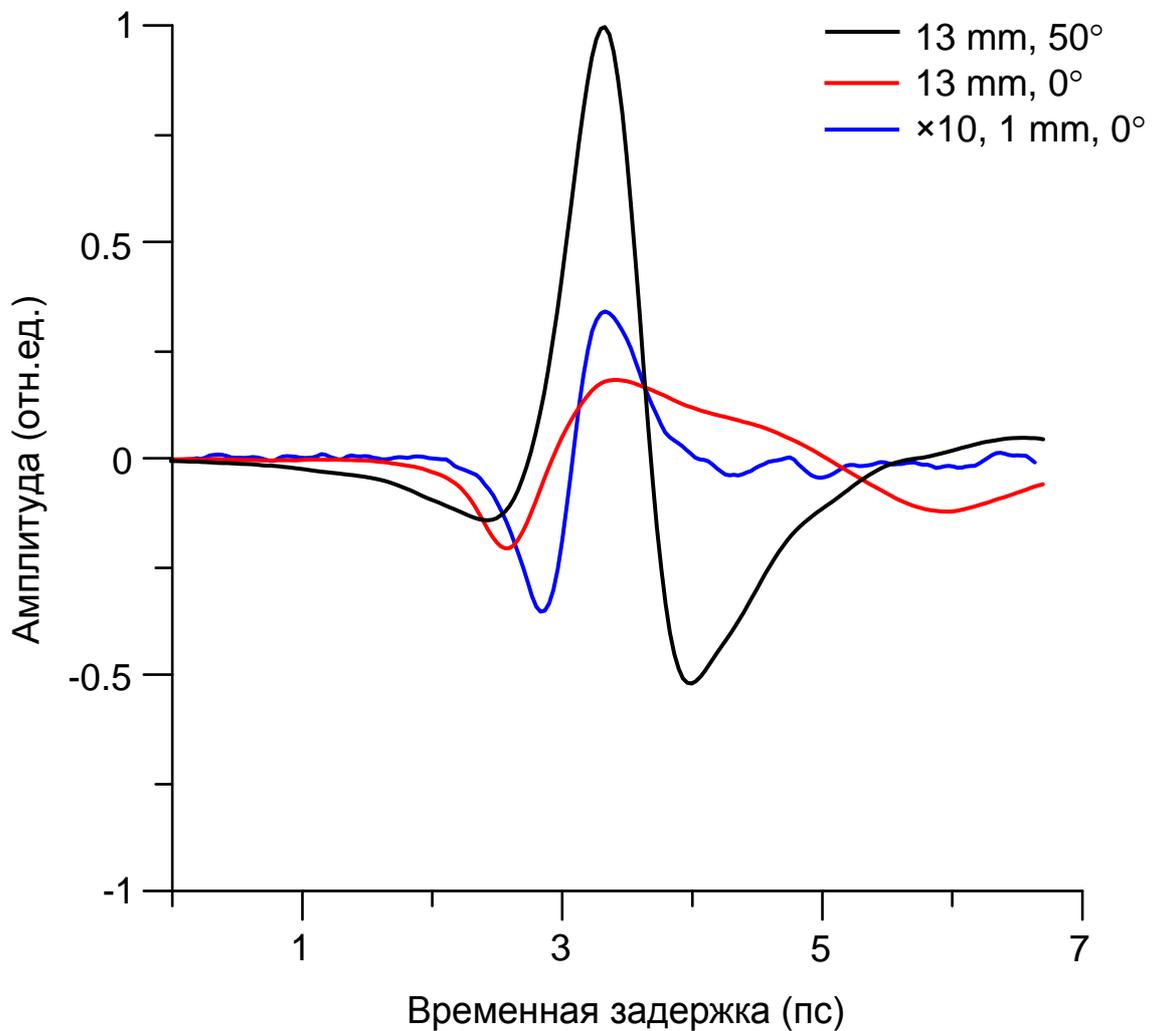


Рис. 1.3. Осциллограммы эллипсометрических сигналов, полученные методами неколлинеарного (черная кривая) и коллинеарного (красная кривая) детектирования в кристалле GaAs толщиной 13 мм. Для сравнения приведена осциллограмма, полученная методом коллинеарного эллипсометрического детектирования в кристалле GaAs толщиной 1 мм (синяя кривая).

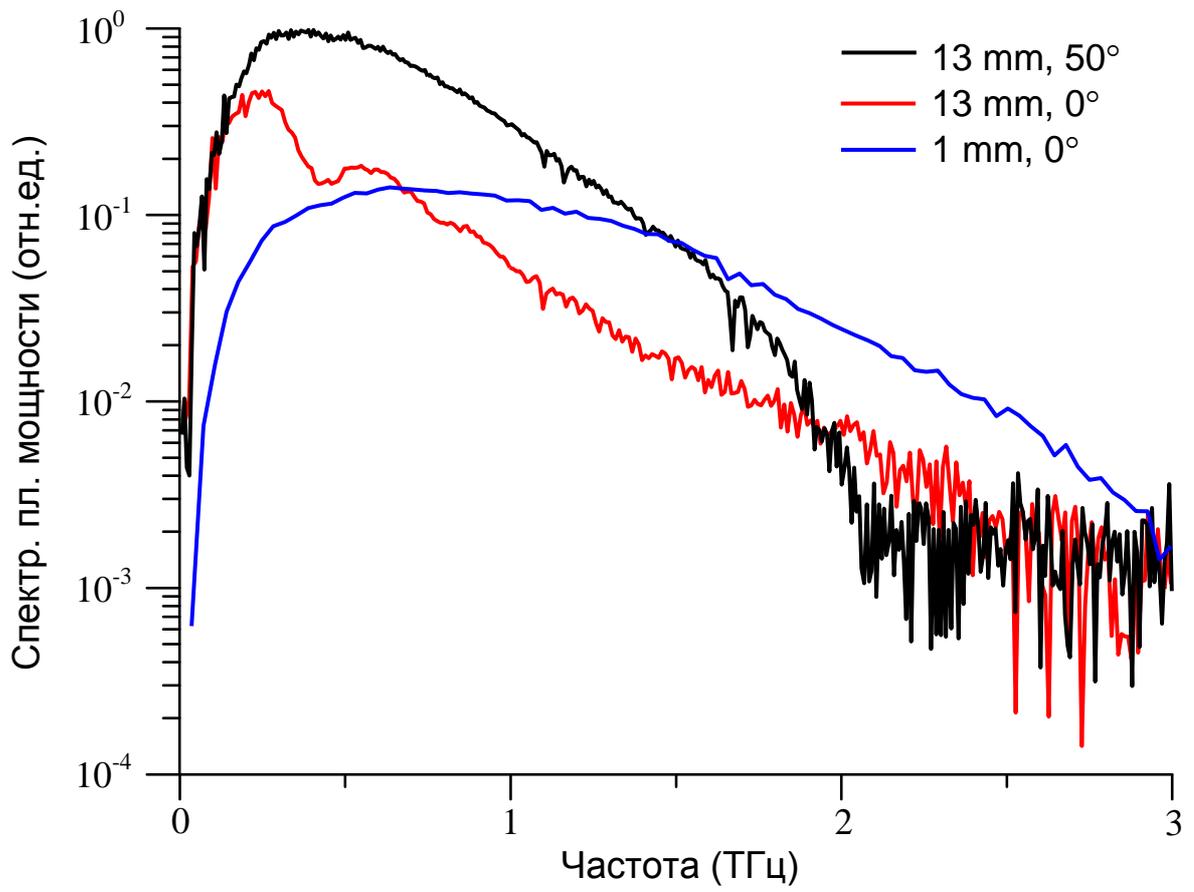


Рис. 1.4. Спектры сигналов, приведенных на рис. 1.3.

вал спектра на частотах свыше  $\sim 2$  ТГц для неколлинеарной схемы согласуется с ограничением на максимальную детектируемую частоту из-за конечной ширины пробного пучка (см. раздел 1.2).

На рис. 1.5 изображены осциллограммы сигналов, полученные при неколлинеарном ( $\alpha = 50^\circ$ ) эллипсометрическом детектировании терагерцовых импульсов в кристаллах GaAs различной толщины. Соответствующие спектры изображены на рис. 1.6. Как видно из рис. 1.6, на частотах  $\leq 1,2$  ТГц кривая, соответствующая детектированию в кристалле GaAs толщиной 4 мм, лежит существенно ниже, чем кривые, соответствующие детектированию в более толстых кристаллах. Это объясняется тем, что толщина 4-х миллиметрового кристалла мала по сравнению как с длиной пересечения пучков  $L_{\text{cross}} \sim 1,2$  см, так и с длиной когерентности  $L_{\text{coh}} > 8$  мм (для частот  $< 2,5$  ТГц, см. рис. 1.2б) и, следовательно, в данном случае длина взаимодействия пробного и терагерцового импульсов ограничивается толщиной кристалла. Кривые, соответствующие детектированию в кристаллах GaAs толщиной 13 мм и 27 мм, практически совпадают. Это объясняется тем, что длина взаимодействия пробного и терагерцового импульсов в этих кристаллах определяется наименьшей из характерных длин  $L_{\text{cross}}$  и  $L_{\text{coh}}$  ( $\sim 1$  см), т.е. практически одинакова. Несмотря на одинаковую эффективность использование кристалла толщиной 27 мм вместо 13 мм позволяет добиться вдвое большего спектрального разрешения за счет большего временного интервала между приходом основного сигнала и первого эхо-сигнала.

Эффективность детектирования на частотах 1,2–2 ТГц практически одинакова для всех трех кристаллов (рис. 1.6). Это объясняется более острой фокусировкой высокочастотных спектральных компонент терагерцового импульса (см. раздел 1.2). Действительно, на частотах выше 1,2 ТГц парциальная длина пересечения пробного и терагерцового пучков  $L_{\text{cross}}^{(\nu)}$  становится равной или даже меньшей 4 мм и ограничивает длину оптико-терагерцового взаимодействия.

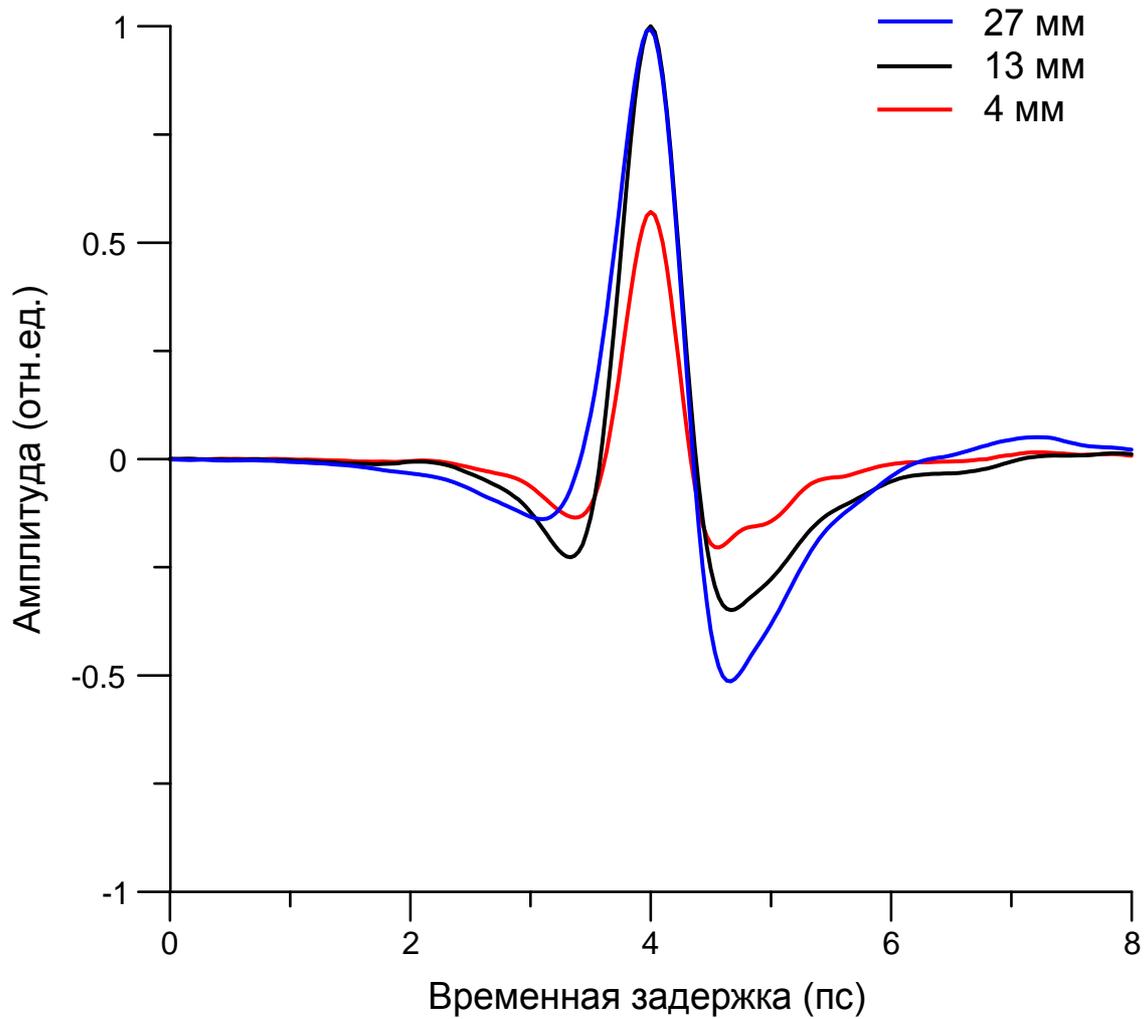


Рис. 1.5. Осциллограммы сигналов, полученные методом неколлинеарного ( $\alpha = 50^\circ$ ) эллипсометрического детектирования в кристаллах GaAs различной толщины.

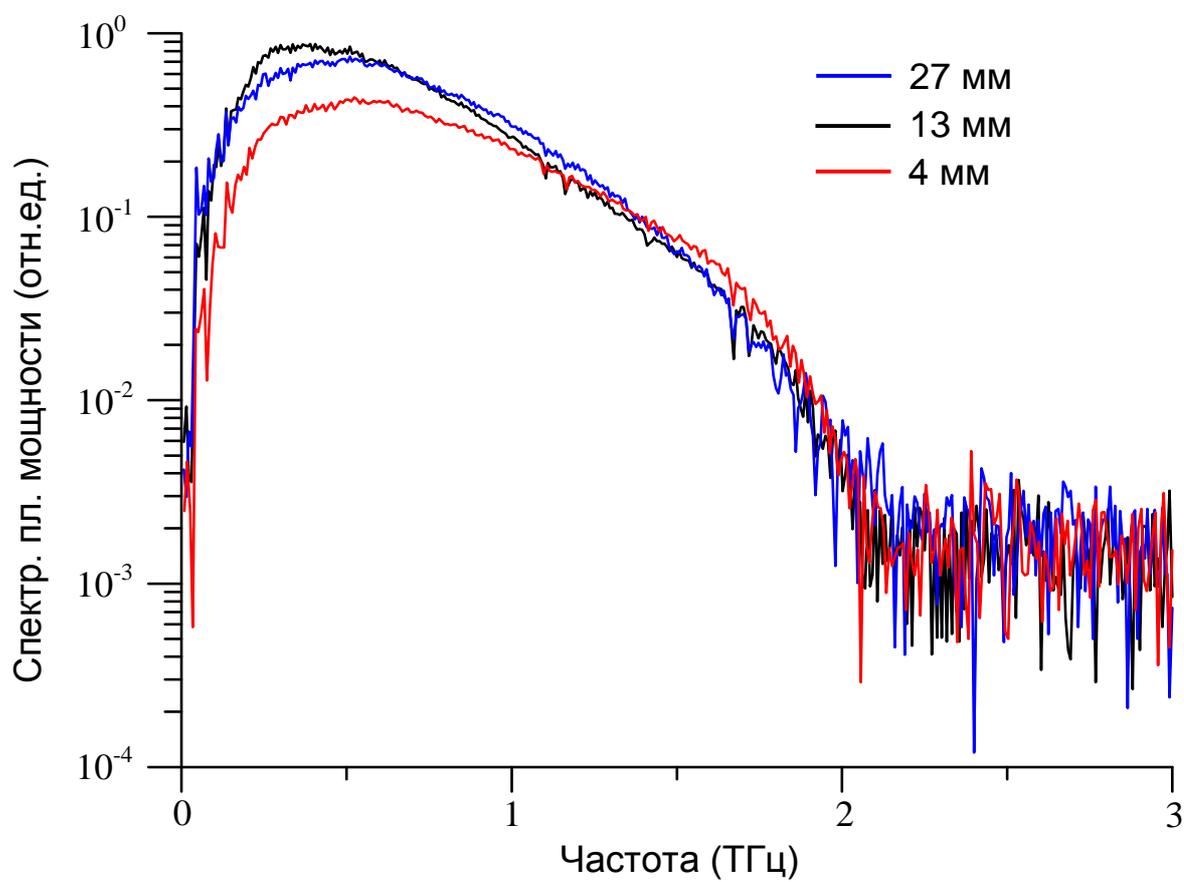


Рис. 1.6. Спектры сигналов, приведенных на рис. 1.5.

На рис. 1.7 изображены осциллограммы, полученные при неколлинеарном эллипсометрическом детектировании терагерцовых импульсов в кристалле GaAs толщиной 27 мм при различных углах падения пробного пучка на входную границу кристалла GaAs. Соответствующие спектры изображены на рис. 1.8. Как видно из рис. 1.8, кривые, соответствующие углам  $\alpha = 42^\circ$  и  $\alpha = 50^\circ$  практически совпадают во всем диапазоне частот. Спектр, соответствующий  $\alpha = 33^\circ$ , подавлен на частотах выше  $\sim 1$  ТГц из-за существенного уменьшения длины когерентности  $L_{\text{coh}}$ , см. рис. 1.2б.

В заключение отметим, что неколлинеарная геометрия оптико-терагерцового взаимодействия может быть использована не только для увеличения эффективности и повышения спектрального разрешения эллипсометрического детектирования, но также и для расширения детектируемого диапазона частот. С этой целью необходимо использовать кристаллы GaAs миллиметровой, а не сантиметровой, толщины. Действительно, как видно из рис. 1.2б, диапазон частот, на которых длина когерентности  $L_{\text{coh}}$  превышает 1 мм, изменяется от  $\sim 2$  ТГц при  $\alpha = 0^\circ$  до  $\sim 4$  ТГц при  $\alpha = 60^\circ$ . Таким образом, частотная полоса неколлинеарного детектирования может достигать  $\sim 4$  ТГц. В стандартной коллинеарной схеме для детектирования столь высоких частот необходимо использовать кристаллы толщиной менее 0,2 мм [31]. Использование тонких кристаллов, однако, неизбежно ведет к уменьшению спектрального разрешения. Предсказанное расширение спектрального диапазона детектирования в неколлинеарной схеме не было подтверждено нами экспериментально из-за отсутствия источника терагерцового излучения со столь широким спектром.

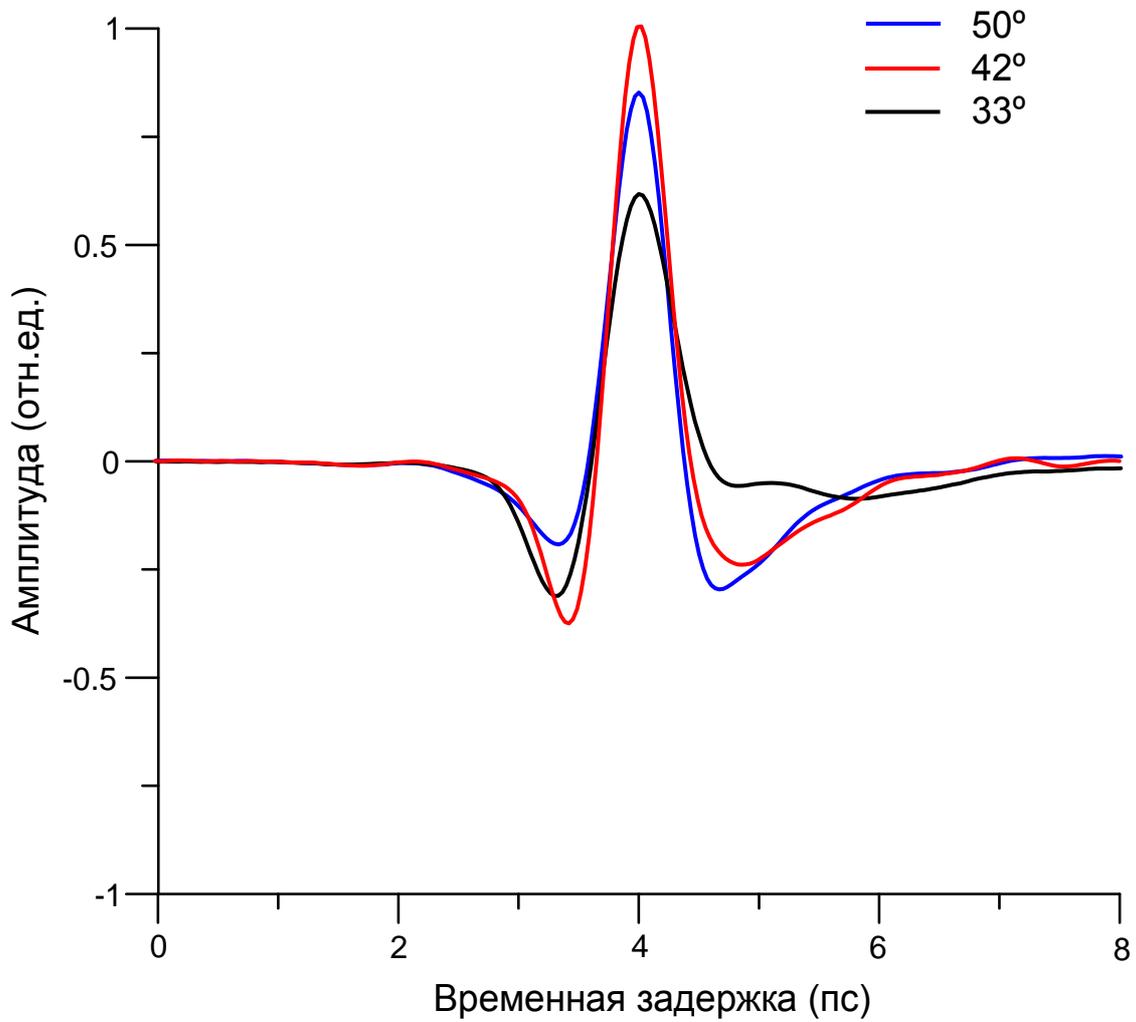


Рис. 1.7. Осциллограммы, полученные методом неколлинеарного эллипсометрического детектирования терагерцовых импульсов в кристалле GaAs толщиной 27 мкм при различных углах падения пробного пучка на границу кристалла.

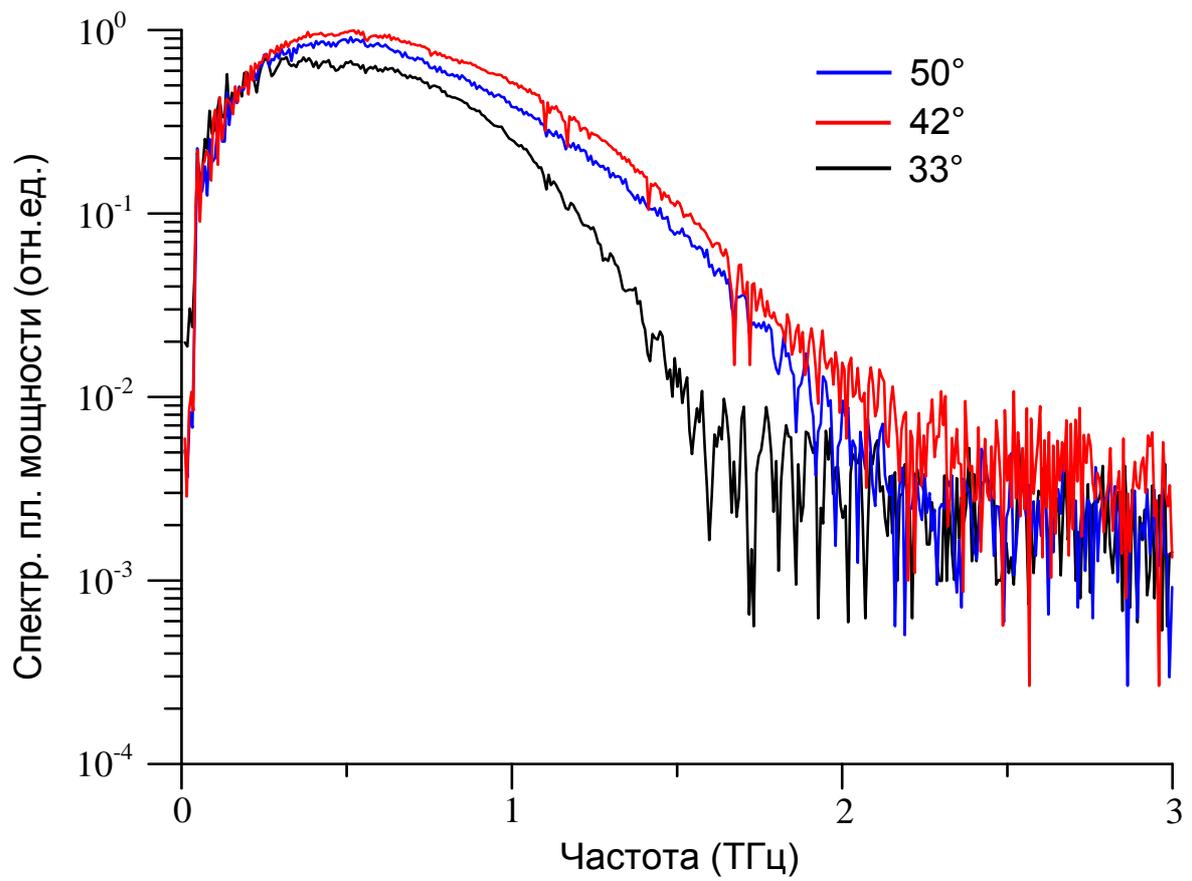


Рис. 1.8. Спектры сигналов, приведенных на рис. 1.7.

## ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 1

Экспериментально продемонстрирована работоспособность неколлинеарной эллипсометрической схемы электрооптического измерения временной формы терагерцовых волн фемтосекундными оптическими импульсами с длиной волны 1,56 мкм в кристаллах GaAs толщиной более 1 см. Использование столь толстых кристаллов, вместо обычно используемых кристаллов миллиметровой или суб-миллиметровой толщины (см. [26], [31]), позволяет на порядок увеличить спектральное разрешение измерений благодаря возможности расширить временное окно стробирования терагерцового сигнала, что обеспечивается большим промежутком времени между приходом на детектор основного электрооптического сигнала и первого эхо-сигнала, возникающего из-за переотражений в кристалле.

Неколлинеарная геометрия оптико-терагерцового взаимодействия увеличивает длину когерентности до сантиметровых значений, что приводит к повышению электрооптического отклика схемы детектирования.

Неколлинеарная эллипсометрическая схема измерений с кристаллом GaAs толщиной ~1-3 см и углах падения пробного пучка на границу кристалла  $\alpha = 42^\circ - 50^\circ$  способна обеспечить эффективное детектирование терагерцовых волн на частотах до ~1,5-2 ТГц со спектральным разрешением до нескольких ГГц.

## ГЛАВА 2. НЕКОЛЛИНЕАРНОЕ НЕЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ GaAs САНТИМЕТРОВОЙ ТОЛЩИНЫ

Данная глава посвящена разработке метода электрооптического детектирования терагерцовых волн фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 1,56 мкм в толстых (сантиметровой толщины) кристаллах GaAs, основанного не на стандартных эллипсометрических измерениях, а на измерении модуляции интенсивности пробного лазерного пучка, вносимой терагерцовым полем в условиях неколлинеарного (черенковского) синхронизма пробного оптического импульса и измеряемой терагерцовой волны. Поскольку для измерения оптической интенсивности не требуется использовать поляризационную оптику, схема детектирования существенно упрощается. Кроме того, неколлинеарный синхронизм импульсов волоконных лазеров (с длиной волны 1,56 мкм) и терагерцовых волн достигается в GaAs при довольно малом (черенковском) угле между терагерцовым и оптическим пучками ( $\beta_{\text{Ch}} \approx 12^\circ$ ), что позволяет обойтись также без использования согласующих кремниевых призм. В силу указанных упрощений предложенная в данной главе схема может быть применена при создании компактных терагерцовых спектрометров.

Приведенные в данной главе экспериментальные результаты демонстрируют, что предложенная неэллипсометрическая схема неколлинеарного детектирования обеспечивает эффективность того же порядка, что и эллипсометрическая схема, исследованная в главе 1. Определены теоретически и подтверждены экспериментально оптимальные поляризации терагерцового и пробного пучков и кристаллографическая ориентация кристалла GaAs. Подтверждена экспериментально теория, разработанная в статье [37].

Основные результаты главы опубликованы в работах [A2, A8-A10].

## 2.1. Схема эксперимента и описание экспериментальной установки

На рис. 2.1a приведена схема экспериментальной установки для реализации и исследования неколлинеарного неэллипсометрического детектирования терагерцовых волн в толстых кристаллах GaAs, а также для сравнения возможностей этого метода с неколлинеарным эллипсометрическим детектированием. Установка схожа с приведенной на рис. 1.1, но отличается от нее наличием плеча неэллипсометрического детектирования и возможностью переключения между режимами эллипсометрических и неэллипсометрических измерений.

В качестве источника оптических импульсов для генерации и детектирования терагерцовых волн в установке используется фемтосекундный волоконный эрбиевый лазер с длиной волны 1,56 мкм, длительностью импульса 70 фс и частотой повторения импульсов 100 МГц (C-Fiber, Menlo Systems). Лазерный пучок делится на две части – пучок накачки фотопроводящей антенны со средней мощностью 35 мВт (для генерации терагерцового излучения) и пробный (детектирующий) пучок со средней мощностью 30 мВт. В экспериментах использовалась фотопроводящая антенна на выращенной при низкой температуре подложке из InGaAs/InAlAs. На антенну подавалось напряжение переменной полярности (меандр)  $\pm 20$  В с частотой 10 кГц. Генерируемое терагерцовое излучение выводилось из антенны с помощью кремниевой гиперполусферической линзы. Терагерцовый пучок коллимировался с помощью линзы из TPX и затем с помощью параболического зеркала (с эффективным фокусным расстоянием 50 мм) фокусировался на входную грань кристалла GaAs с кристаллографической ориентацией [110], толщиной 1 см и поперечным сечением  $5 \times 5$  мм<sup>2</sup>. Диаметр терагерцового пучка в фокусе (на уровне  $1/e$ ) равнялся 1,2 мм, так что соответствующая длина Рэлея составляла  $\sim 1,5$  см (на частоте максимума спектра  $\sim 0,5$  ТГц), т.е. превосходила толщину кристалла, и, следовательно, дифракционное уширение терагерцового пучка было несущественным. Для изменения временной задержки между терагерцовым и пробным импульсами фото-

проводящая антенна и линза из ТРХ были помещены на моторизованную платформу.

Пробный оптический пучок коллимировался линзой  $f_1$  с фокусным расстоянием 25,4 мм и фокусировался на входную грань кристалла GaAs системой линз  $f_2$ , фокусное расстояние которой можно было менять, что позволяло фокусировать пробный пучок в пятна различного диаметра. В ходе экспериментов пробный пучок фокусировался в пятна диаметром 80, 120, 180 и 500 мкм (на уровне  $1/e$ ). Во всех случаях длина Рэлея ( $> 2$  см) существенно превышала толщину кристалла. Угол падения пробного пучка на входную границу кристалла выбирался равным  $45^\circ$ , чтобы угол между направлениями распространения пробного и терагерцового пучков в кристалле соответствовал черенковскому углу  $\beta \approx 12^\circ$ . Поляризация пробного пучка была перпендикулярной поляризации терагерцового пучка.

Переключение между эллипсометрическим и неэллипсометрическим режимами измерений осуществлялось с помощью откидного зеркала и поворота кристалла GaAs на  $90^\circ$  вокруг оси [110]. В эллипсометрическом измерительном плече использовалась стандартная комбинация из четвертьволновой пластинки ( $\lambda/4$ ) и призмы Воластона (ПВ) для разделения ортогонально поляризованных компонент пробного пучка (см. главу 1). В неэллипсометрическом плече пробный пучок (после отражения от откидного зеркала) делился пополам D-образным зеркалом и направлялся на балансный фотодетектор. Использование балансного фотодетектора в неэллипсометрическом плече не принципиально, но позволяет улучшить соотношение сигнал-шум. Дело в том, что модуляция оптической интенсивности в разных половинах пробного пучка обусловлена двумя разными нелинейными процессами – генерацией разностной частоты и генерацией суммарной частоты и, вследствие этого, имеет противоположную полярность в половинах пучка. При вычитании сигналов с фотодиодов в балансном фотодетекторе модуляционные вклады складываются, тогда как вклады от основной фоновой части оптической интенсивности, содержащей основ-

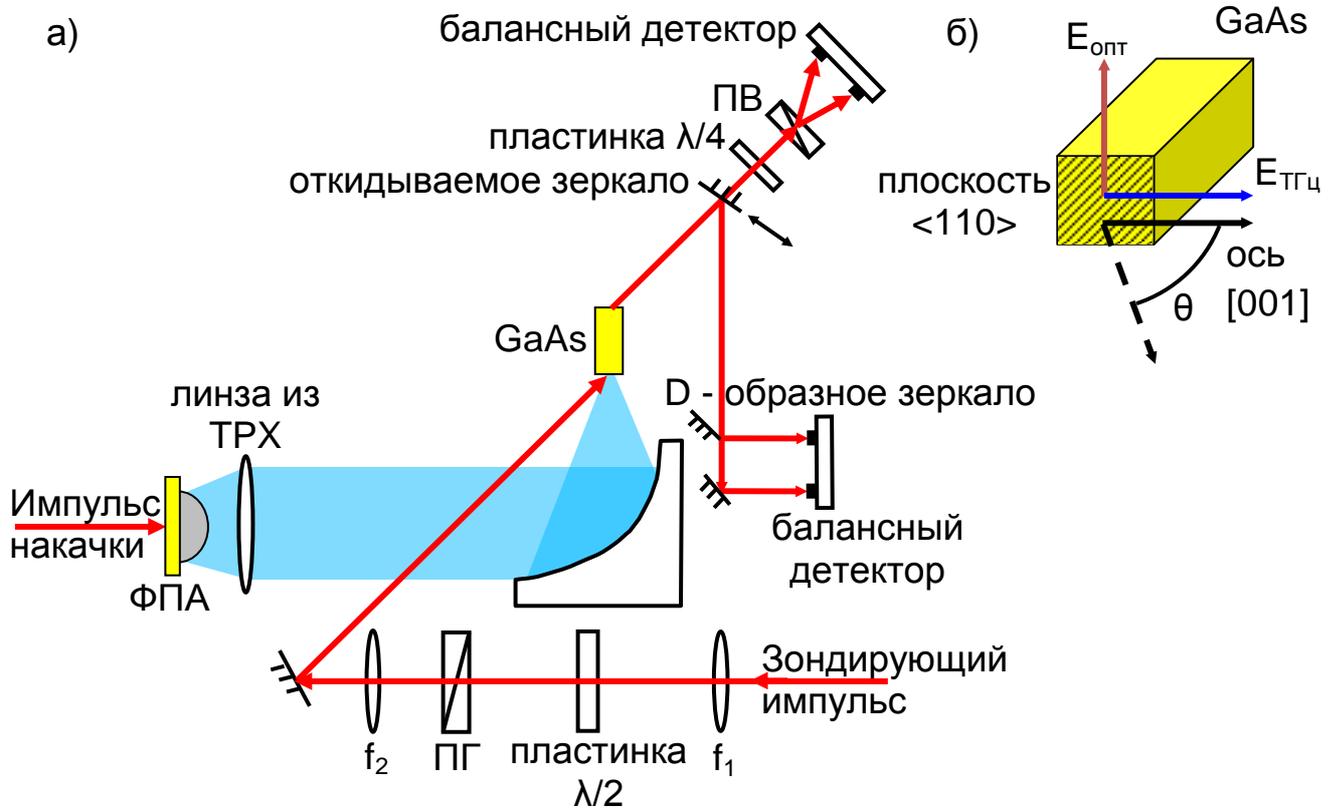


Рис. 2.1. а) Схема экспериментальной установки. б) Поляризации оптического и терагерцового пучков относительно оси [001] кристалла GaAs.

ные шумы, вычитаются. Для минимизации поглощения терагерцового излучения парами воды измерения проводились в условиях осушенного воздуха.

В режиме эллипсометрического детектирования направление кристаллографической оси [001] выбиралось сонаправленным с поляризацией пробного пучка и ортогональным поляризации терагерцового пучка, т.е.  $\theta = -90^\circ$  (рис. 2.1б). Данная ориентация обеспечивает максимальную эффективность эллипсометрического детектирования в кристаллах с решеткой типа цинковой обманки с ориентацией  $\langle 110 \rangle$  [29, 45, 49].

В режиме неэллипсометрического детектирования кристалл GaAs поворачивался на  $90^\circ$  в положение с  $\theta = 0^\circ$  (рис. 2.1б). Данная ориентация кристаллографической оси и поляризаций оптического и терагерцового импульсов, хотя и не дает максимально возможную глубину модуляции неэллипсометрического детектирования, но является все же достаточно эффективной и практически удобной (см. детали в разделе 2.2). Для экспериментального подтверждения теоретически рассчитанной зависимости электрооптического сигнала от угла  $\theta$  (см. раздел 2.2) систематические измерения проводились при целом ряде значений угла поворота кристалла  $\theta$  вокруг оси [110] (рис. 2.1б).

## 2.2. Экспериментальные результаты и их анализ

На рис. 2.2 изображены осциллограммы электрооптических сигналов, полученных методом неколлинеарного неэллипсометрического детектирования терагерцовых волн в кристалле GaAs пробными оптическими пучками различного диаметра (80, 120, 180 и 500 мкм). Для сравнения приведена осциллограмма сигнала, полученного методом неколлинеарного эллипсометрического детектирования. Видно, что сигналы, полученные эллипсометрическим и неэллипсометрическим методами, сравнимы по величине, но существенно отличаются по форме. Сигнал, полученный неэллипсометрическим методом с использованием пробного пучка малого диаметра (80 мкм), имеет форму, близкую к

производной по времени от сигнала, полученного эллипсометрическим методом (вставка на рис. 2.2). С увеличением диаметра пробного пучка форма неэллипсометрического сигнала начинает отклоняться от производной, становясь все более плавной.

На рис. 2.3 представлены спектры сигналов, приведенных на рис. 2.2. Представленные экспериментальные результаты подтверждают теоретические (в рамках двумерной модели) предсказания статьи [37] о том, что неколлинеарная неэллипсометрическая схема детектирования имеет свойства полосового частотного фильтра, полоса пропускания которого определяется шириной пробного пучка. Согласно статье [37] сигнал, полученный неколлинеарным неэллипсометрическим методом, может быть представлен в виде

$$s(\tau) \propto \int_0^{\infty} d\Omega H(\Omega) \text{Im}[E^{\text{THz}}(\Omega)e^{-i\Omega\tau}], \quad (2.1)$$

где  $E^{\text{THz}}(\Omega)$  – фурье-образ терагерцового поля на входной грани кристалла, а  $H(\Omega) = \exp(-\Omega^2/\Omega_c^2)\text{erf}(\Omega/\Omega_c)$  – передаточная функция, содержащая функцию ошибок  $\text{erf}(\xi)$  и предельную частоту отсечки  $\Omega_c$ . Частота отсечки определяется формулой  $\Omega_c = 2\sqrt{2}c/(an_{\text{THz}}\sin\beta)$ , где  $a$  – полуширина (двумерного) пробного пучка на уровне  $1/e^2$  (в  $\sqrt{2}$  раз меньше используемой нами ширины на уровне  $1/e$ ),  $n_{\text{THz}} \approx 3,6$  – показатель преломления кристалла GaAs в терагерцовом диапазоне частот и  $c$  – скорость света в вакууме. На рис. 2.4 изображены передаточные функции  $H(\Omega)$ , рассчитанные для пробных пучков с теми значениями ширины (80, 120, 180 и 500 мкм), которые были использованы в эксперименте. Спектр сигнала, полученного методом неколлинеарного эллипсометрического детектирования с использованием пучка наименьшего диаметра (80 мкм), приведен для сравнения.

Как следует из рис. 2.3 и 2.4, при большом диаметре (500 мкм) пробного оптического пучка неэллипсометрическая схема детектирования работает как

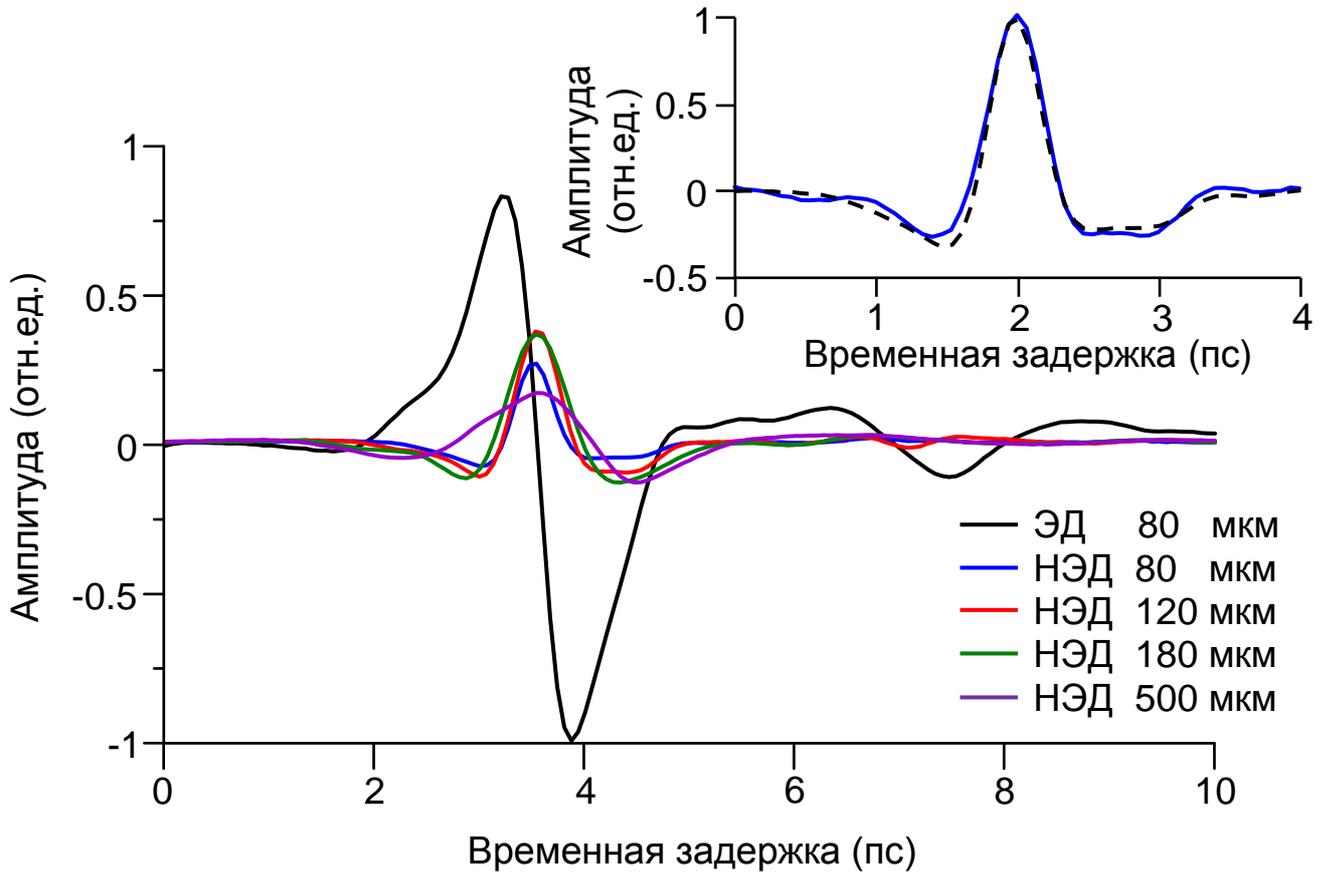


Рис. 2.2. Осциллограммы сигналов, полученных методом неэллипсометрического детектирования (НЭД) терагерцовых импульсов с использованием пробных пучков различного диаметра. Осциллограмма сигнала, полученного методом эллипсометрического детектирования (ЭД), приведена для сравнения. На вставке сравниваются нормированный сигнал НЭД, полученный с использованием пробного пучка диаметром 80 мкм (сплошная кривая), и про дифференцированный по времени сигнал ЭД (пунктирная кривая).

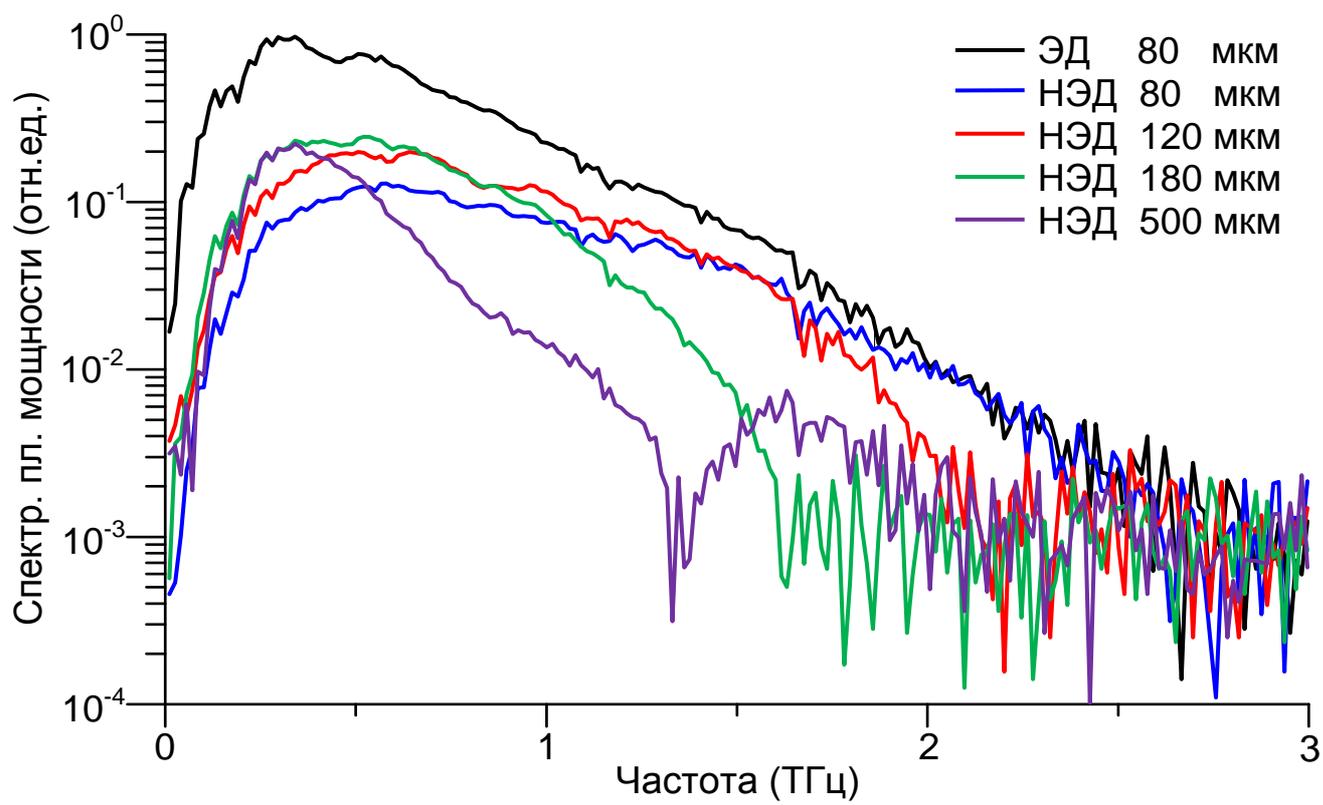


Рис. 2.3. Спектры сигналов, приведенных на рис. 2.2.

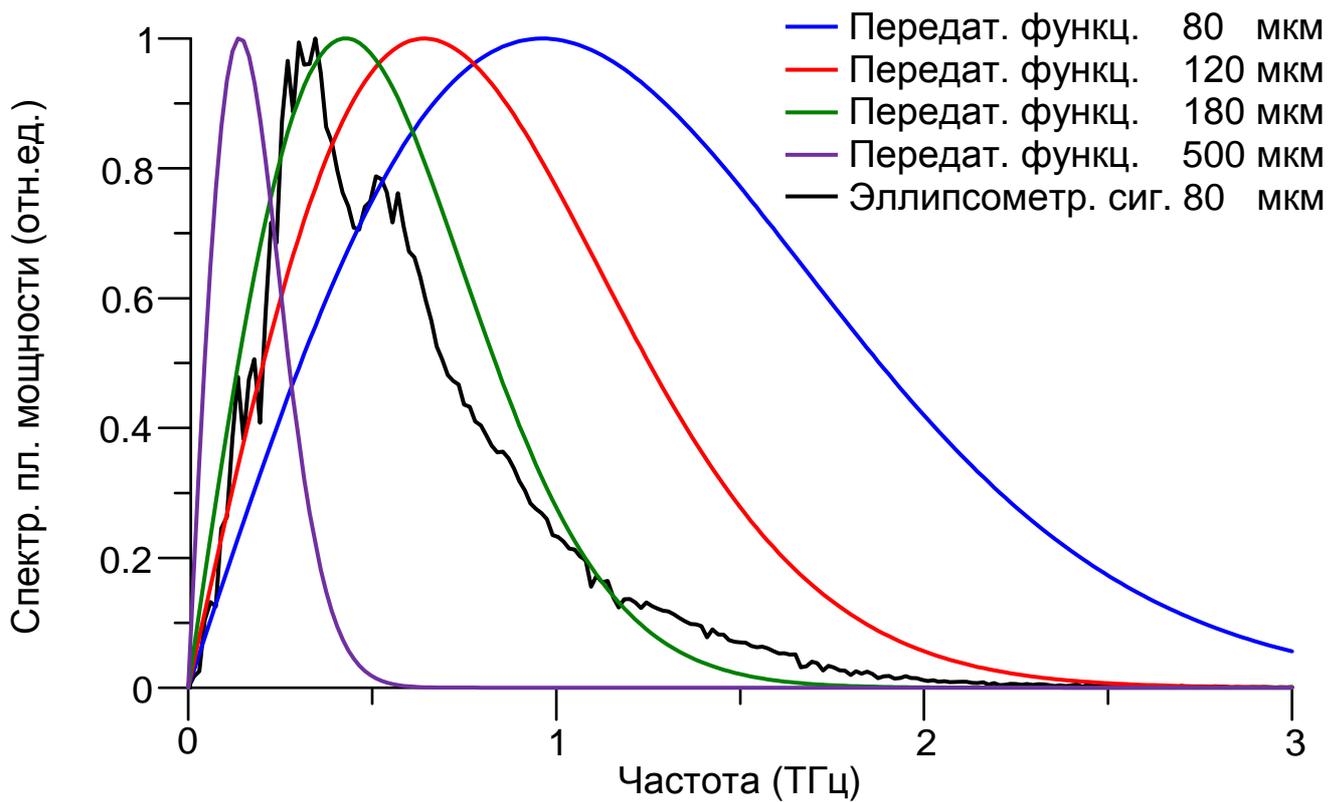


Рис. 2.4. Передаточная функция  $H(\Omega)$ , характеризующая неэллипсометрическую схему детектирования, при различных диаметрах пробного пучка. Спектр сигнала, полученного методом неколлинеарного эллипсометрического детектирования, приведен для сравнения.

фильтр низких частот, ослабляющий высокочастотную часть измеряемого терагерцового спектра. Физически это можно объяснить тем, что в неколлинеарной геометрии оптико-терагерцового взаимодействия пробный оптический импульс, имеющий форму диска, наклонен по отношению к фазовым фронтам терагерцовой волны и его различные части взаимодействуют с различными фазами терагерцового поля. Данный эффект снижает результирующий электрооптический сигнал и проявляется тем сильнее, чем больше диаметр пробного пучка и чем меньше длина терагерцовой волны (расстояние между фазовыми фронтами).

При использовании для детектирования пробного пучка диаметром 80 мкм, наоборот, подчеркиваются высокие частоты терагерцового спектра, а низкие – отфильтровываются (рис. 2.3 и 2.4). Ослабление отклика на низких частотах объясняется тем, что для этих частот угловое расхождение вкладов процессов генерации разностной и суммарной частот в модуляцию интенсивности пробного оптического пучка становится меньше, чем угол дифракционной расходимости пробного пучка [37]. Оптимальный диаметр пробного пучка, обеспечивающий наиболее точное измерение спектра терагерцового излучения от использованной в экспериментах фотопроводящей антенны, составляет ~120 мкм (см. рис. 2.3).

Формы электрооптических сигналов на рис. 2.2 можно объяснить с помощью формулы (2.1) и рис. 2.4. При детектировании пробным пучком диаметром 80 мкм спектр терагерцового импульса расположен практически полностью на частотах, существенно меньших частоты максимума передаточной функции (рис. 2.4). На этих частотах передаточная функция может быть приближенно записана в виде  $H(\Omega) \approx 2\pi^{-1/2}\Omega/\Omega_c$ . Учитывая также, что при неэллипсометрическом детектировании все спектральные компоненты терагерцового импульса испытывают фазовый сдвиг на  $\pi/2$  (из-за взятия мнимой части в формуле (2.1)), приходим к выводу, что спектр выходного электрооптического сигнала пропорционален спектру входного терагерцового импульса, умножен-

ному на  $i\Omega$ . Как известно, во временной области такое умножение спектра соответствует дифференцированию по времени самого терагерцового импульса. С увеличением диаметра пробного пучка временная зависимость выходного сигнала начинает отклоняться от формы производной и становится более плавной.

Как отмечалось во Введении, в стандартной коллинеарной геометрии детектирования малая длина когерентности для лазерных импульсов с длиной волны 1,55 мкм и терагерцовых волн в кристалле GaAs приводит к необходимости использовать кристаллы толщиной менее 1 мм [26]. При малой толщине кристалла приходится ограничивать временное окно измерений, чтобы отфильтровать эхо-сигналы, возникающие из-за переотражений пробного импульса от граней кристалла, и избежать паразитной изрезанности спектра выходного электрооптического сигнала [31, 32]. Ограничение временного окна приводит к снижению спектрального разрешения детектирования. Так, при толщине кристалла 1 мм первый эхо-сигнал отстоит по времени от основного сигнала на 20 пс [31]. Ограничение временного окна интервалом в 20 пс снижает спектральное разрешение измерений до  $\sim 50$  ГГц ( $\sim 1/20$  пс<sup>-1</sup>). Неколлинеарная геометрия детектирования обеспечивает возможность использования кристаллов сантиметровой толщины и тем самым позволяет повысить спектральное разрешение на порядок (см. главу 1). В частности, на рис. 2.3 спектральное разрешение составляет  $\sim 3$  ГГц.

Для получения наиболее сильного электрооптического отклика при неэллипсометрическом детектировании в кристалле GaAs поляризации терагерцового и оптического пучков должны отличаться от хорошо известных оптимальных поляризаций эллипсометрической схемы. Показанные на рис 2.1б поляризации пучков были выбраны на основании следующего рассмотрения. Фурье-образ напряженности электрического поля пробного оптического импульса на выходе из кристалла GaAs может быть записан как

$$\mathbf{E}^{\text{opt}}(\omega) = \mathbf{E}^{(0)}(\omega) + \Delta\mathbf{E}(\omega), \quad (2.2)$$

где  $\mathbf{E}^{(0)}(\omega)$  – фурье-образ оптического поля в отсутствие терагерцового импульса и  $\Delta\mathbf{E}(\omega)$  – малое возмущение, возникающее вследствие взаимодействия оптического и терагерцового полей в электрооптическом кристалле,  $|\Delta\mathbf{E}(\omega)| \ll |\mathbf{E}^{(0)}(\omega)|$ . Возмущение  $\Delta\mathbf{E}(\omega)$  может быть найдено из решения преобразованных в частотную область уравнений Максвелла с источником в виде нелинейной поляризации

$$P_i^{\text{NL}}(\omega) = 2\varepsilon_0 \int_0^\infty d\Omega \sum_{\mp} \chi_{ijk}^{(2)} E_j^{(0)}(\omega \mp \Omega) E_k^{\text{THz}}(\pm\Omega), \quad (2.3)$$

где  $\chi_{ijk}^{(2)}$  – тензор нелинейной восприимчивости второго порядка и  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная [37]. При этом необходимо учитывать, что вклады в нелинейную поляризацию от процессов генерации суммарной частоты и разностной частоты (слагаемые суммы в формуле (2.3)) в рассматриваемой геометрии неколлинеарного взаимодействия на самом деле разделены в пространстве и, следовательно, не компенсируют друг друга [37]. Вектор  $\Delta\mathbf{E}(\omega)$  сонаправлен с вектором  $\mathbf{P}^{\text{NL}}(\omega)$ . Разделяя  $\Delta\mathbf{E}(\omega)$  на две ортогональные компоненты  $\Delta\mathbf{E}(\omega) = \Delta\mathbf{E}_{\parallel}(\omega) + \Delta\mathbf{E}_{\perp}(\omega)$  с  $\Delta\mathbf{E}_{\parallel}(\omega) \parallel \mathbf{E}^{(0)}(\omega)$  и  $\Delta\mathbf{E}_{\perp}(\omega) \perp \mathbf{E}^{(0)}(\omega)$ , представим оптическую интенсивность на частоте  $\omega$  в виде

$$\begin{aligned} I(\omega) &\propto |E^{(0)}(\omega) + \Delta E_{\parallel}(\omega)|^2 + |\Delta E_{\perp}(\omega)|^2 \\ &\approx |E^{(0)}(\omega)|^2 + 2\text{Re}[E^{(0)}(\omega)\Delta E_{\parallel}^*(\omega)], \end{aligned} \quad (2.4)$$

где пренебрежено малыми квадратичными слагаемыми. Глубина модуляции оптической интенсивности

$$\Delta I(\omega) = I(\omega) - I^{(0)}(\omega) \propto 2\text{Re}[E^{(0)}(\omega)\Delta E_{\parallel}^*(\omega)], \quad (2.5)$$

где  $I^{(0)}(\omega) \propto |E^{(0)}(\omega)|^2$ , пропорциональна  $\Delta E_{\parallel}(\omega)$  и практически не зависит от  $\Delta E_{\perp}(\omega)$ . Как следует из (2.5), для получения наибольшей глубины модуляции  $\Delta I$  поляризации оптического и терагерцового пучков должны быть выбраны так, чтобы максимизировать возмущение  $\Delta E_{\parallel}(\omega)$ , а значит, максимизировать составляющую нелинейной поляризации  $\mathbf{P}^{\text{NL}}(\omega)$ , направленную вдоль невозмущенного оптического поля  $\mathbf{E}^{(0)}(\omega)$ .

Для анализа возможностей достижения на практике сформулированного выше условия рассмотрим два случая: в одном случае поляризации терагерцового и оптического пучков параллельны друг другу, в другом – ортогональны. Учитывая, что в кристаллах с решеткой типа цинковой обманки, к которым относится GaAs, тензор  $\chi_{ijk}^{(2)}$  имеет только три ненулевые компоненты  $d_{14} = d_{25} = d_{36}$  [45], рассчитаем составляющую нелинейной поляризации  $\mathbf{P}^{\text{NL}}(\omega)$ , направленную вдоль поля невозмущенного пробного пучка  $\mathbf{E}^{(0)}(\omega)$ , в зависимости от угла  $\theta$  между кристаллографической осью [001] и поляризацией терагерцового пучка в обоих указанных случаях. Полученная зависимость и будет определять зависимость глубины модуляции оптической интенсивности  $\Delta I$  от угла  $\theta$ . В случае ортогональных поляризаций пробного и терагерцового пучков приходим к формуле

$$\Delta I \propto \cos \theta (2 - 3 \cos^2 \theta), \quad (2.6)$$

а в случае параллельных поляризаций – к формуле

$$\Delta I \propto 3 \cos \theta (1 - \cos^2 \theta). \quad (2.7)$$

Из анализа формул (2.6) и (2.7) следует, что наибольшая глубина модуляции интенсивности пробного пучка достигается в случае параллельных поляризаций пробного оптического и терагерцового пучков при  $\theta \approx 55^\circ$ . Найденный угол совпадает с углом между поляризацией оптического пучка накачки и кристаллографической осью [001], обеспечивающим максимальную эффективность генерации терагерцового излучения методом оптической ректификации в кристаллах с решеткой типа цинковой обманки [50].

Применение найденной конфигурации направлений поляризаций и кристаллографической оси [001] может быть не всегда удобно на практике. Для кристалла с плоскостью среза  $\langle 110 \rangle$  в форме параллелепипеда с осью [001], направленной вдоль одного из ребер входной грани, требуется специальная оправа, чтобы вращать кристалл и выставить ось [001] под углом  $55^\circ$  к поляризациям пучков. Более практичной выглядит представленная на рис. 2.1б конфигурация с ортогональными поляризациями терагерцового и пробного пучков и  $\theta = 0^\circ$ . При использовании данной конфигурации глубина модуляции интенсивности зондирующего оптического импульса лишь немного (примерно на 15%) меньше, чем при использовании конфигурации с максимальной эффективностью, однако при этом существенно упрощается юстировка оси [001], что может быть разумным компромиссом между максимальной глубиной модуляции и практичностью применения схемы детектирования, в частности, в компактных терагерцовых спектрометрах.

Для экспериментального подтверждения полученной выше формулы (2.6) были проведены измерения зависимости величины электрооптического сигнала от угла поворота кристалла  $\theta$  в случае ортогональных поляризаций терагерцового и пробного пучков. Результаты измерений представлены на рис. 2.5. Как видно, наблюдается хорошее согласие эксперимента с теорией.

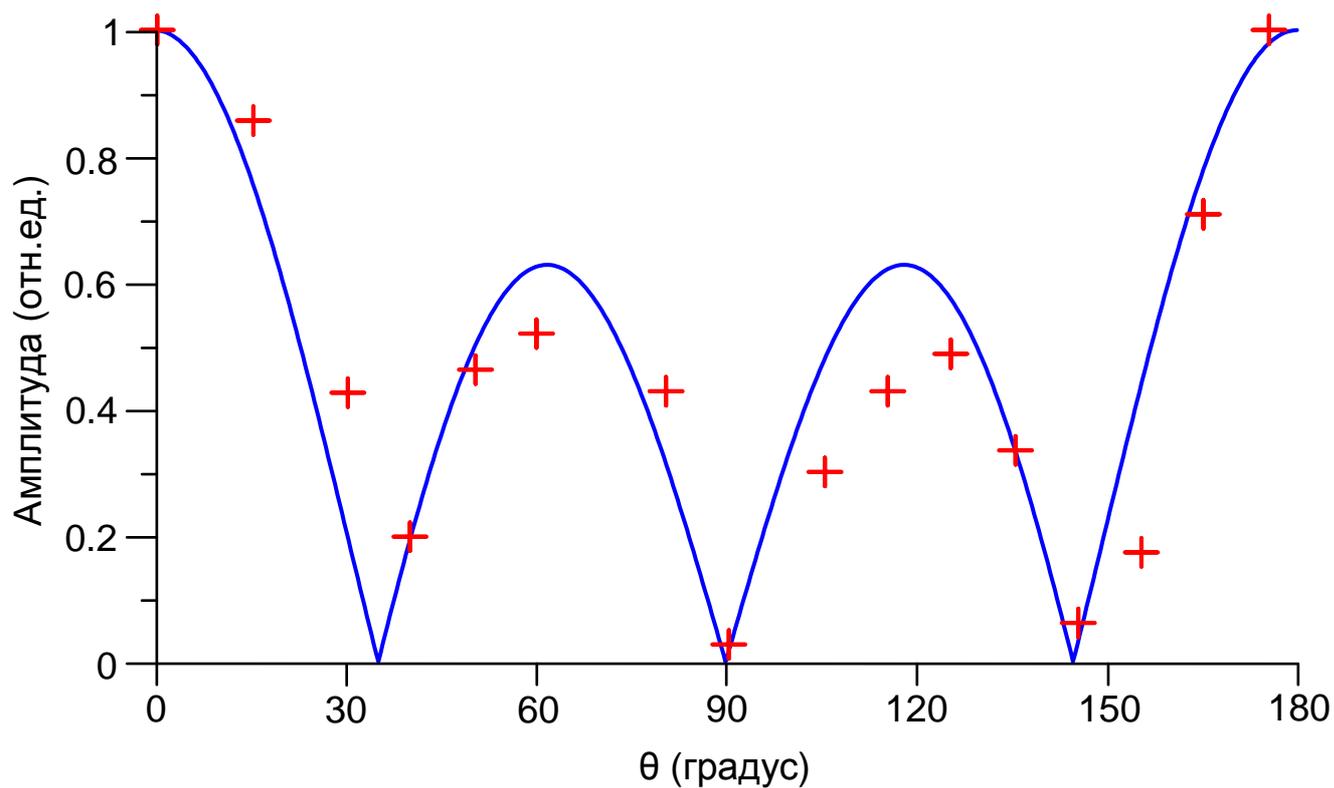


Рис. 2.5. Экспериментальная (крестики) и теоретическая (сплошная линия) зависимости амплитуды электрооптического сигнала от угла  $\theta$ .

## ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 2

Предложенный метод неколлинеарного неэллипсометрического электрооптического измерения временной формы терагерцовых волн с помощью фемтосекундных импульсов инфракрасного излучения волоконного эрбиевого лазера в кристалле GaAs сантиметровой толщины не требует использования поляризационной оптики и обеспечивает величину электрооптического сигнала, сравнимую с методом неколлинеарного эллипсометрического детектирования в том же кристалле. Использование кристаллов сантиметровой толщины обеспечивает высокое спектральное разрешение детектирования (на уровне нескольких ГГц).

Экспериментально подтверждены теоретические предсказания работы [37] о том, что схема неколлинеарного неэллипсометрического детектирования обладает свойствами частотного полосового фильтра, передаточная функция которого определяется диаметром пробного оптического пучка.

Максимальный электрооптический отклик предложенной схемы детектирования достигается в случае, когда поляризации пробного оптического и терагерцового пучков параллельны и направлены под углом  $\approx 55^\circ$  к кристаллографической оси [001] кристалла GaAs. На практике более удобной может оказаться конфигурация, в которой поляризация терагерцового пучка параллельна оси [001], а поляризация пробного пучка ортогональна этой оси.

### ГЛАВА 3. НЕКОЛЛИНЕАРНОЕ ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН В $\text{LiNbO}_3$ В КОНФИГУРАЦИИ ПОДАВЛЕННОГО СОБСТВЕННОГО ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ КРИСТАЛЛА

Данная глава посвящена разработке метода неколлинеарного эллипсометрического измерения временной формы терагерцовых волн в сильно нелинейном кристалле  $\text{LiNbO}_3$  в конфигурации, обеспечивающей подавление паразитного эффекта собственного двулучепреломления кристалла. Чтобы добиться подавления, предлагается направлять пробный оптический пучок вдоль оптической оси (и оси  $z$  нелинейного тензора) кристалла  $\text{LiNbO}_3$ . В этой вырожденной конфигурации пробный оптический импульс независимо от его поляризации распространяется как обыкновенная волна, так что не происходит свойственного другим ориентациям кристалла пространственного разделения исходной и наведенной терагерцовым полем поляризационных компонент пробного пучка, и не требуется компенсация этого эффекта.

Еще одним достоинством предложенной схемы является ее совместимость с лазерами различной длины волны. Ниже экспериментально продемонстрирована работоспособность схемы как с титан-сапфировым лазером с длиной волны 0,8 мкм, так и с волоконным эрбиевым лазером с длиной волны 1,56 мкм.

Хотя в предложенной схеме деполяризация пробного пучка происходит не за счет самой большой компоненты электрооптического тензора кристалла  $\text{LiNbO}_3$ , ее величины достаточно для создания сигнала на уровне схем неколлинеарного детектирования в кристалле GaAs и схемы с фотопроводящей антенной. Высокое спектральное разрешение измерений достигается благодаря использованию неколлинеарной геометрии оптико-терагерцового взаимодействия.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A3, A5, A11-A14].

### 3.1. Схема детектирования и описание экспериментальных установок

Для реализации схемы неколлинеарного эллипсометрического детектирования с вырожденной ориентацией кристалла  $\text{LiNbO}_3$  была изготовлена структура, состоящая из кремниевой призмы и прижатой к ней пластины  $\text{LiNbO}_3$  толщиной 2 мм и размерами наибольшей боковой грани  $1 \times 1 \text{ см}^2$  (рис. 3.1а). Угол при основании призмы составлял  $41^\circ$ , что обеспечивало выполнение условия неколлинеарного синхронизма между терагерцовыми волнами и пробным оптическим импульсом, распространяющимся в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  вдоль его границы с призмой. Оптическая ось кристалла (и ось  $z$  его нелинейного тензора) была направлена вдоль направления распространения пробного импульса (оси  $z$  системы координат на рис. 3.1а). Поляризации терагерцового и пробного оптического пучков устанавливались параллельными оси  $x$  нелинейного тензора кристалла (и системы координат), что будет обосновано в разделе 3.2.

Эксперименты проводились на двух установках, в которых использовались разные фемтосекундные лазеры: в одной – волоконный эрбиевый с длиной волны 1,56 мкм (рис. 3.1б), в другой – титан-сапфировый с длиной волны 0,8 мкм (рис. 3.2).

Установка на основе волоконного лазера с длиной волны 1,56 мкм, длительностью импульса 70 фс и частотой повторения импульсов 100 МГц (C-Fiber, Menlo Systems) схожа с той, что использовалась в главе 1, но отличается от нее заменой детектирующего элемента (кристалла GaAs) на описанную выше структуру с кристаллом  $\text{LiNbO}_3$ . В этой установке лазерный пучок делится на пучок накачки фотопроводящей антенны со средней мощностью 35 мВт (для генерации терагерцового излучения) и пробный (детектирующий) пучок со средней мощностью 30 мВт. На фотопроводящую антенну на подложке из InGaAs/InAlAs подавалось напряжение в виде меандра  $\pm 20 \text{ В}$  с частотой 10 кГц. Генерируемое терагерцовое излучение выводилось из антенны с помощью кремниевой гиперполусферической линзы и коллимировалось линзой из TPX, а

затем фокусировалось параболическим зеркалом через кремниевую призму на границу раздела призмы и кристалла  $\text{LiNbO}_3$ . По измерениям методом knife-edge с использованием ячейки Голея диаметр терагерцового пучка в фокусе составлял примерно 2,2 мм (полная ширина на уровне половины высоты). Фотопроводящая антенна и линза из ТРХ были размещены на подвижной платформе, с помощью которой можно было изменять временную задержку между пробным и терагерцовым импульсами в кристалле  $\text{LiNbO}_3$ . Поскольку диаметр коллимированного терагерцового пучка после выхода из ТРХ линзы равнялся 17 мм (полная ширина на уровне половины высоты), то соответствующая длина Рэлея ( $\sim 2$  м) существенно превышала дистанцию перемещения подвижной платформы (3 см), и, следовательно, перемещение практически не влияло на дифракционную картину на параболическом зеркале.

Пробный оптический пучок коллимировался линзой  $f_1$  с фокусным расстоянием 25,4 мм и фокусировался линзой  $f_2$  с фокусным расстоянием 200 мм на входную грань кристалла  $\text{LiNbO}_3$  с размерами  $0,2 \times 1$  см<sup>2</sup> (рис. 3.1б). Диаметр пробного пучка в фокусе был около 90 мкм (на уровне  $1/e$ ). Чтобы очистить поляризацию пробного пучка на входе в кристалл, использовалась призма Глана. Изменения поляризации пробного оптического импульса, наведенные электрическим полем терагерцовой волны за счет эффекта Поккельса, измерялись с помощью стандартной комбинации четвертьволновой пластинки ( $\lambda/4$ ), призмы Воластона (ПВ) и балансного фотодетектора. Ирисовая диафрагма использовалась для повышения чувствительности детектирования высокочастотной части терагерцового спектра. Диафрагма была выставлена так, чтобы пропускать только ту часть пробного пучка, которая распространяется вблизи границы раздела кремниевой призмы и кристалла  $\text{LiNbO}_3$ . Именно эта часть пучка взаимодействует с терагерцовыми волнами, не успевшими испытать сильного поглощения в кристалле  $\text{LiNbO}_3$ , особенно выраженного на высоких терагерцовых частотах, что и позволяет увеличить эффективность детектирования высокочастотной части терагерцового спектра.

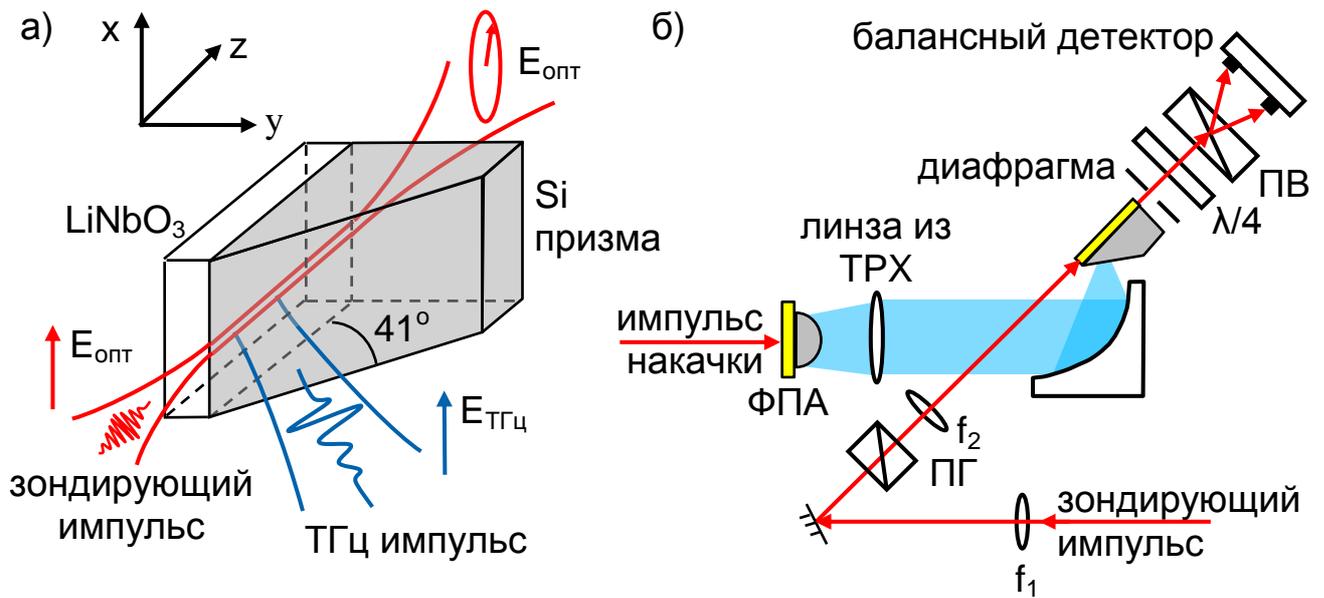


Рис. 3.1. а) Геометрия неколлинеарного распространения терагерцового (синий) и пробного оптического (красный) пучков в структуре, состоящей из кристалла  $\text{LiNbO}_3$  и кремниевой призмы. б) Схема экспериментальной установки, предназначенной для неколлинеарного эллипсометрического детектирования терагерцовых волн в данной структуре импульсами волоконного фемтосекундного лазера ( $\lambda \approx 1,56$  мкм).

Было проведено сравнение рассматриваемого метода терагерцового детектирования с детектированием при помощи фотопроводящей антенны [20] и с неколлинеарным эллипсометрическим детектированием в кристалле GaAs толщиной 4 мм (см. главу 1). При детектировании с помощью фотопроводящей антенны терагерцовый импульс фокусировался на эту антенну второй линзой из TRX, поставленной вместо параболического зеркала. Для детектирования с помощью кристалла GaAs этот кристалл ставился на место структуры, состоящей из кристалла LiNbO<sub>3</sub> и кремниевой призмы. Терагерцовый пучок направлялся на поверхность кристалла GaAs по нормали. Угол падения пробного пучка был равен 45°, что обеспечивало его распространение в кристалле под черенковским углом ( $\approx 12^\circ$ ) к терагерцовому пучку. Пробный пучок был поляризован параллельно кристаллографической оси [001] кристалла, а терагерцовый импульс — ортогонально этой оси (см. главу 1).

В схеме детектирования, изображенной на рисунке 3.2, в качестве источника оптических импульсов использовался титан-сапфировый лазер со следующими параметрами: длина волны 0,8 мкм, длительность импульса 80 фс, частота повторения 80 МГц (Tsunami, Spectra Physics). Терагерцовое излучение генерировалось в оптико-терагерцовом преобразователе, представляющем собой тонкий (толщиной 55 мкм) слой LiNbO<sub>3</sub>, расположенный между двумя кремниевыми призмами полного внутреннего отражения. Терагерцовое черенковское излучение выходило из слоя LiNbO<sub>3</sub> в кремниевые призмы, испытывало полное внутреннее отражение от наклонных граней призм и выходило из призм в свободное пространство в виде пучка, параллельного пучку накачки [39]. С помощью пары параболических зеркал терагерцовый пучок коллимировался и затем фокусировался на детектирующую структуру, состоящую из кристалла LiNbO<sub>3</sub> и кремниевой призмы. Диаметр пробного пучка на входной грани кристалла LiNbO<sub>3</sub> был около 40 мкм (на уровне 1/e). Таким образом, схема генерации и детектирования терагерцового излучения на рис. 3.2 полностью основана на эффекте Черенкова в кристалле LiNbO<sub>3</sub>.

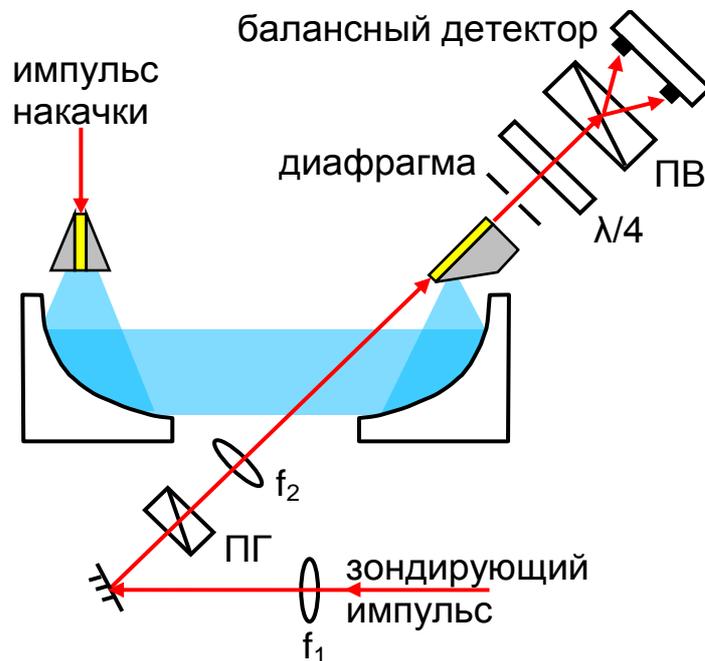


Рис. 3.2. Схема экспериментальной установки для неколлинеарного эллипсометрического детектирования терагерцовых волн в структуре, состоящей из слоя LiNbO<sub>3</sub> и согласующей кремниевой призмы. В качестве источника фемто-секундных оптических импульсов используется титан-сапфировый лазер с  $\lambda \approx 0,8$  мкм.

### 3.2. Теоретический анализ условий детектирования

Прежде всего обоснуем выбор угла при основании кремниевой призмы. Пробный оптический импульс распространяется в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  в виде обыкновенной волны с групповой скоростью  $c/n_g$ , где  $c$  – скорость света в вакууме и  $n_g$  – оптический групповой индекс кристалла. Волновые фронты терагерцового импульса распространяются в кремниевой призме со скоростью  $c/n_{\text{Si}}$ . Точка пересечения терагерцового волнового фронта с границей раздела кремниевой призмы и кристалла  $\text{LiNbO}_3$  движется со скоростью  $c/(n_{\text{Si}} \sin \alpha)$ , где  $\alpha$  – угол между волновым фронтом и границей. В кристалле  $\text{LiNbO}_3$  точка пересечения терагерцового волнового фронта с осью пробного пучка движется, очевидно, с той же скоростью. Приравнивая эту скорость к скорости пробного импульса  $c/n_g$ , получаем, что  $\sin \alpha = n_g/n_{\text{Si}}$ . После подстановки значений  $n_{\text{Si}} = 3,42$  [48] и  $n_g = 2,26$  (рассчитано из уравнения Селлмейера для обыкновенной волны с  $\lambda \approx 1,56$  мкм [51]) получаем, что  $\alpha \approx 41^\circ$ . Поскольку терагерцовые волновые фронты в кремниевой призме параллельны ее входной грани, то угол при основании призмы должен быть равен  $\alpha$ , т.е.  $41^\circ$ . Ввиду слабой зависимости показателя преломления высокоомного кремния от частоты в терагерцовом диапазоне призма с углом при основании  $41^\circ$  обеспечивает синхронизм пробного оптического импульса с терагерцовыми волнами в широком интервале терагерцовых частот.

При использовании пробных импульсов с длиной волны 0,8 мкм оптический групповой индекс кристалла  $\text{LiNbO}_3$  равен  $n_g = 2,35$  [51], и согласно формуле  $\sin \alpha = n_g/n_{\text{Si}}$  угол  $\alpha$  получается равным  $\approx 43^\circ$ , т.е. мало отличается от угла  $41^\circ$ , соответствующего длине волны 1,56 мкм. Следовательно, одна и та же кремниевая призма может быть использована в схемах терагерцового детектирования с длиной волны пробного импульса как 0,8 мкм, так и 1,56 мкм.

Перейдем к обоснованию выбора поляризации пробного оптического пучка. Для терагерцового поля  $\mathbf{E}^{\text{THz}}$ , направленного вдоль оси  $x$ , и пробного

оптического импульса, распространяющегося вдоль оси  $z$  поперечный по отношению к оси  $z$  тензор непроницаемости кристалла  $\text{LiNbO}_3$  имеет вид [52]

$$\eta_{ij} = \begin{pmatrix} n_o^{-2} & -r_{22}E^{\text{THz}} \\ -r_{22}E^{\text{THz}} & n_o^{-2} \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

где  $n_o$  – показатель преломления обыкновенной волны и  $r_{22}$  – компонента электрооптического тензора. Для диагонализации тензора были рассчитаны собственные числа  $\Lambda_{1,2} = n_o^{-2} \mp r_{22}E^{\text{THz}}$  и найдены соответствующие им главные оси  $x' = x + y$ ,  $y' = y - x$ . Эти оси повернуты на угол  $45^\circ$  относительно осей  $x, y$ . Следовательно, наибольшие поляризационные изменения пробного пучка достигаются в том случае, когда его поляризация параллельна либо оси  $x$  (как в нашей установке), либо оси  $y$ .

Главные значения показателя преломления определяются соотношением  $n_i^2 = 1/\Lambda_i$  [53]. Подставляя найденные собственные числа  $\Lambda_{1,2}$ , находим главные значения показателя преломления  $n_{x',y'} = n_o/\sqrt{1 \mp n_o^2 r_{22} E^{\text{THz}}}$ , а раскладывая их в ряд Тейлора приходим к более удобным выражениям  $n_{x'} \approx n_o(1 + n_o^2 r_{22} E^{\text{THz}}/2)$ ,  $n_{y'} \approx n_o(1 - n_o^2 r_{22} E^{\text{THz}}/2)$ . В случае идеального оптико-терагерцового синхронизма, который легко достигается в структуре из слоя  $\text{LiNbO}_3$  и кремниевой призмы для широкого интервала терагерцовых частот, электрооптический сигнал  $\Delta I/I$  определяется разностью фаз  $\Delta\varphi$  между поляризационными компонентами пробного пучка (с поляризацией вдоль осей  $x'$  и  $y'$ ):

$$\frac{\Delta I}{I} = \Delta\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n_{x'y'} = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{22} E^{\text{THz}} L, \quad (3.2)$$

где  $\lambda$  – длина волны пробного импульса и  $L$  – длина взаимодействия терагерцового и пробного импульсов. Длина  $L$  определяется размером вдоль оси  $z$  терагерцового пучка на границе между кристаллом  $\text{LiNbO}_3$  и кремниевой призмой:

$L \sim D^{\text{THz}} / \cos 41^\circ \sim 3$  мм, где  $D^{\text{THz}} \sim 2,2$  мм – диаметр терагерцового пучка. Параметры кристалла равны  $n_o = 2,23$  [51, 54] и  $r_{22} \approx 4$  пм/В [53]. Подставляя эти значения и  $\lambda = 1,56$  мкм в формулу (3.2), приводим ее к практическому виду

$$\frac{\Delta I}{I} \approx E^{\text{THz}} \cdot 0,5 \frac{\text{мкм}}{\text{В}}. \quad (3.2)$$

Заметим, что хотя  $r_{22}$  в несколько раз меньше, чем  $r_{33} \approx 31$  пм/В [55], он все же достаточен для проведения эффективного детектирования терагерцовых волн (см раздел 3.3). При этом важную роль играет то обстоятельство, что длина оптико-терагерцового взаимодействия  $L \sim 3$  мм в рассматриваемой неколлинеарной схеме детектирования в  $\sim 30$  раз больше, чем длина когерентности оптического импульса и терагерцовых волн при их коллинеарном распространении в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  [33, 56]. Согласно формуле (3.2) электрооптический сигнал увеличивается пропорционально  $L$ . Кроме того, заведение терагерцового пучка в кристалл  $\text{LiNbO}_3$  через боковую грань в неколлинеарной схеме детектирования позволяет минимизировать негативное влияние сильного поглощения терагерцового излучения в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  на электрооптический сигнал, тогда как в коллинеарной схеме детектирования терагерцовое поглощение значительно уменьшает электрооптический сигнал [56]. В коллинеарной схеме детектирования влияние негативных факторов сильного терагерцового поглощения и большого различия скоростей пробного импульса и терагерцовых волн, в принципе, может быть снижено за счет использования тонких кристаллов  $\text{LiNbO}_3$ . Однако это приведет к появлению эхо-сигналов и, как следствие, к модуляции спектра выходного электрооптического сигнала. Отфильтровывание же эхо-сигналов за счет уменьшения временного окна измерений приведет к потере спектрального разрешения. В рассматриваемой неколлинеарной схеме детектирования в структуре, состоящей из кристалла  $\text{LiNbO}_3$  и кремниевой

призмы, длина кристалла составляет 1 см, следовательно, спектральное разрешение может достигать нескольких ГГц.

### 3.3. Экспериментальные результаты и их анализ

На рис. 3.3 изображены осциллограмма и спектр электрооптического сигнала, полученного методом неколлинеарного эллипсометрического детектирования в рассматриваемой структуре со слоем  $\text{LiNbO}_3$  в экспериментальной установке с волоконным лазером (рис. 3.1б). Для сравнения приведены также осциллограммы и спектры сигналов, полученные при детектировании с помощью фотопроводящей антенны и методом неколлинеарного эллипсометрического детектирования в кристалле  $\text{GaAs}$  толщиной 4 мм. Из рис. 3.3б видно, что все три метода имеют практически одинаковую эффективность ( $\sim 10^3$ ) в смысле динамического диапазона, определяемого согласно работе [57]. В то же время спектральное разрешение, достигаемое при использовании метода неколлинеарного эллипсометрического детектирования в рассматриваемой структуре со слоем  $\text{LiNbO}_3$  (около 10 ГГц), существенно выше, чем разрешение при детектировании с помощью фотопроводящей антенны (около 46 ГГц). По сравнению с электрооптическим детектированием в кристалле  $\text{GaAs}$  структура со слоем  $\text{LiNbO}_3$  имеет меньший отклик на высоких терагерцовых частотах. Это можно объяснить большим поглощением терагерцового излучения в кристалле  $\text{LiNbO}_3$ , чем в кристалле  $\text{GaAs}$ . Заметим, однако, что кристалл  $\text{GaAs}$  не может быть использован в схемах детектирования вместе с титан-сапфировым лазером.

На рис. 3.4 изображены осциллограмма и спектр электрооптического сигнала, полученного с помощью неколлинеарного эллипсометрического детектирования в рассматриваемой структуре со слоем  $\text{LiNbO}_3$  в экспериментальной установке с титан-сапфировым лазером (рис. 3.2). В этой установке источником терагерцового излучения служит черенковский оптико-терагерцовый преобра-

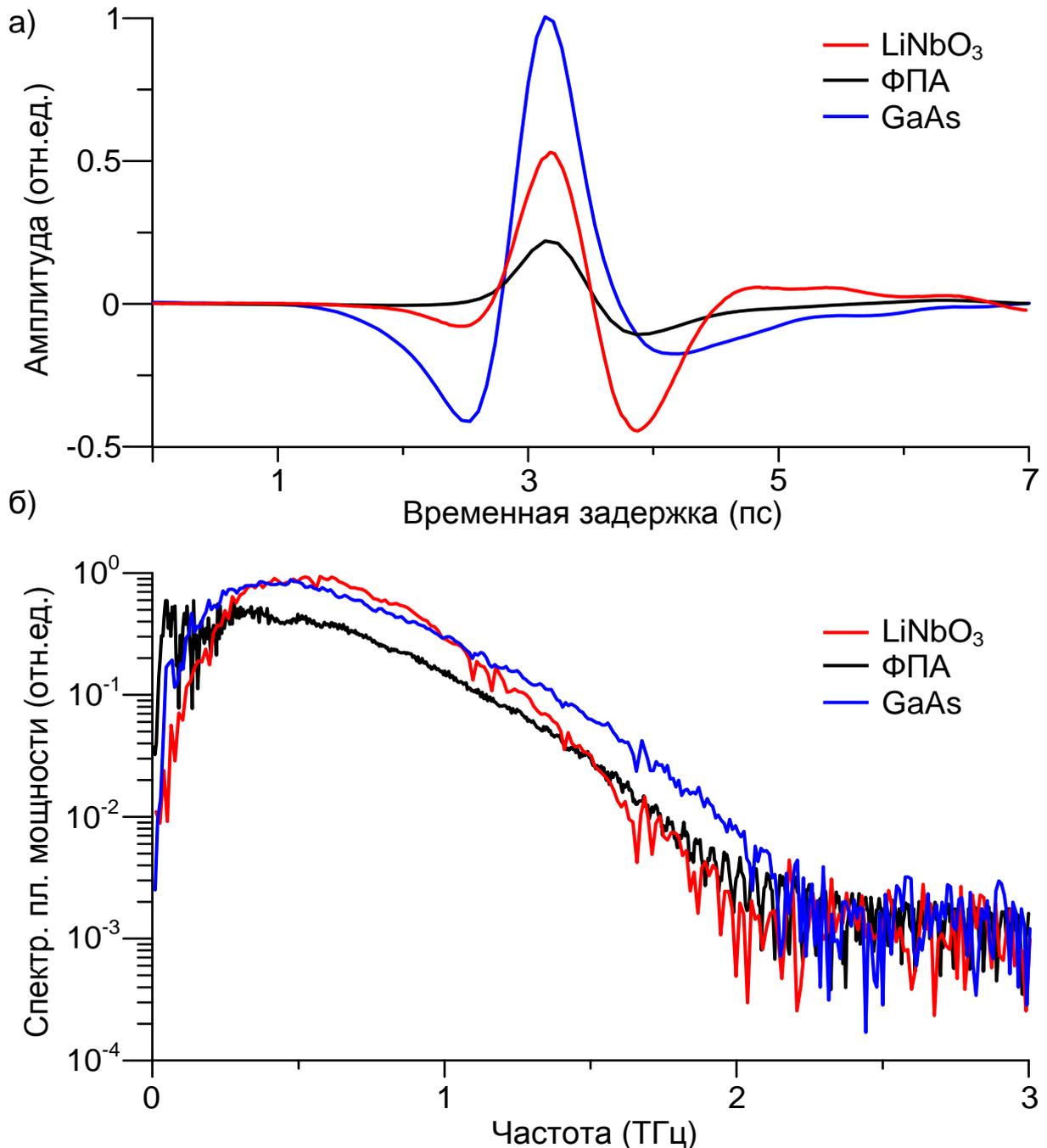


Рис. 3.3. а) Осциллограмма и б) спектр сигнала, полученного неколлинеарным эллипсометрическим детектированием терагерцовых импульсов в структуре из слоя LiNbO<sub>3</sub> и кремниевой призмы при использовании волоконного лазера (красные линии). Для сравнения приведены осциллограммы и спектры сигналов, полученных детектированием с помощью фотопроводящей антенны (черные линии) и неколлинеарным эллипсометрическим детектированием в кристалле GaAs толщиной 4 мм (синие линии).

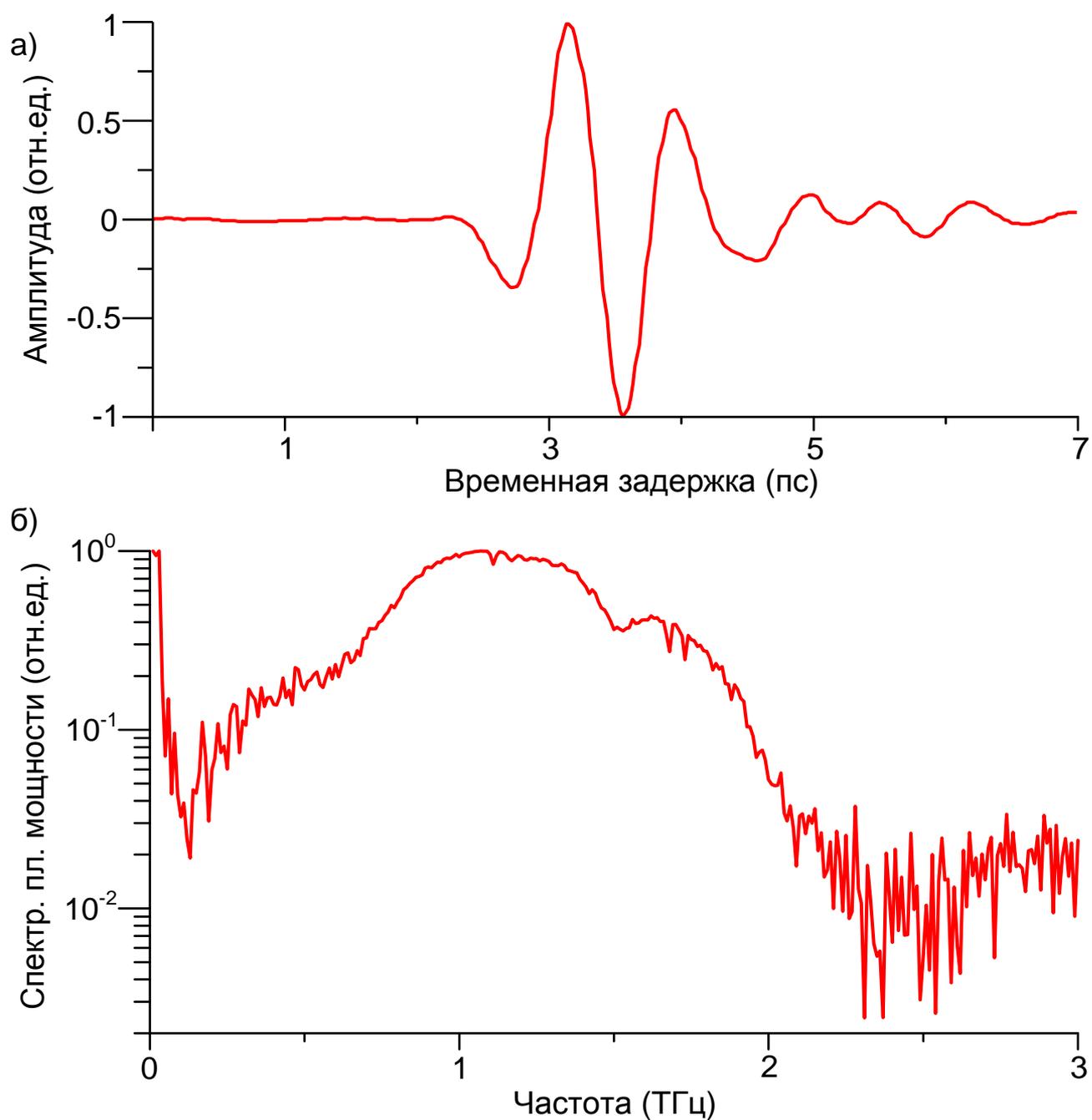


Рис. 3.4. а) Осциллограмма и б) спектр сигнала, полученного методом неколлинеарного эллипсометрического детектирования в структуре, состоящей из кристалла  $\text{LiNbO}_3$  и кремниевой призмы, при использовании титан-сапфирового лазера.

зователь, работающий на основе явления оптической ректификации в кристалле  $\text{LiNbO}_3$ . Спектр такого источника содержит более высокие частоты по сравнению со спектром фотопроводящей антенны. В частности, спектральный максимум использованного в эксперименте черенковского конвертера находится на частоте около 1,5 ТГц [39], что неплохо согласуется с измеренным спектром, изображенным на рис. 3.4б. В целом, форма спектра на рис. 3.4б хорошо согласуется со спектром конвертера, измеренным в работе [39], вплоть до частот около 2 ТГц. Наша установка не позволяет детектировать частоты свыше 2 ТГц, тогда как в работе [39], где для детектирования использовался кристалл  $\text{ZnTe}$  толщиной 1 мм, максимальная наблюдаемая частота спектра была около 3 ТГц. Ограничение спектрального диапазона в рассматриваемой здесь схеме связано с конечностью диаметра ( $\approx 40$  мкм) пробного пучка и неколлинеарной геометрией оптико-терагерцового взаимодействия (см. главу 1 и статьи [37, 58]). Ширина спектрального диапазона детектирования может быть увеличена за счет уменьшения толщины кристалла  $\text{LiNbO}_3$  [58].

Для сравнения эффективностей детектирования в рассматриваемой схеме и в кристалле  $\text{ZnTe}$  толщиной 1 мм [39] было проведено сравнение динамических диапазонов детектирования на основе определения работы [57]. Динамические диапазоны обеих схем детектирования оказались практически одинаковыми ( $\sim 10^2$ ). В то же время спектральное разрешение, достигнутое при использовании схемы с кристаллом  $\text{LiNbO}_3$  (см. спектр на рис. 3.4б), составляет  $\sim 10$  ТГц, что гораздо выше разрешения ( $\sim 50$  ТГц) при детектировании в кристалле  $\text{ZnTe}$  толщиной 1 мм [39], где временной интервал между основным сигналом и первым эхо-сигналом ограничен величиной  $\sim 20$  пс. В принципе при использовании кристалла  $\text{ZnTe}$  временное окно измерений можно увеличить, разместив кристалл на стеклянной подложке или на толстом кристалле  $\text{ZnTe}$  с плоскостью среза  $\langle 100 \rangle$  [32]. Однако подобные методы увеличения временного окна приводят к возрастанию шума в пробном пучке и уменьшению динамического диапазона детектирования [59]. Таким образом, при коллинеарном эллипсомет-

рическом детектировании терагерцовых волн в кристалле ZnTe можно достичь либо такого же спектрального разрешения, либо такого же динамического диапазона детектирования, как и при неколлинеарном детектировании в структуре со слоем LiNbO<sub>3</sub>, но невозможно достичь и того, и другого одновременно.

Представленные на рис. 3.3б и 3.4б спектры были получены при использовании для измерений временного окна ~100 пс. Ширина временного окна определяет спектральное разрешение измерений, которое составляет ~ 10 ГГц на рис. 3.3б и 3.4б. В принципе временное окно может быть увеличено до ~160 пс, что соответствует временному интервалу между выходом из кристалла LiNbO<sub>3</sub> длиной 1 см основного сигнала и первого эхо-сигнала. Такое увеличение временного окна может повысить спектральное разрешение измерений до ~6 ГГц. При этом, однако, несколько понизится динамический диапазон измерений из-за возросшего шума пробного пучка [59].

### **ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 3**

Предложенная структура, состоящая из пластины кристалла LiNbO<sub>3</sub> и кремниевой призмы, может быть использована как универсальный детектирующий элемент для неколлинеарного эллипсометрического электрооптического стробирования терагерцовых волн оптическими импульсами различных длин волн. В частности, экспериментально продемонстрирована работоспособность данной структуры совместно как с практичным волоконным фемтосекундным лазером ( $\lambda \approx 1,56$  мкм), так и с широко распространённым твердотельным титан-сапфировым лазером ( $\lambda \approx 0,8$  мкм). За счет выбора ориентации оптической оси кристалла вдоль направления распространения пробного оптического импульса удастся избежать негативного влияния сильного собственного двулучепреломления кристалла LiNbO<sub>3</sub> без использования каких-либо дополнительных оптических элементов. Расстояние, проходимое пробным импульсом без переотражений в кристалле LiNbO<sub>3</sub>, достаточно велико (~ 1 см) для того, чтобы

обеспечить большое временное окно измерений и, как следствие, добиться высокого спектрального разрешения ( $< 10$  ГГц) детектирования.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Экспериментально продемонстрировано неколлинеарное эллипсометрическое детектирование терагерцовых волн фемтосекундными импульсами эрбиевого волоконного лазера с длиной волны 1,56 мкм в кристалле GaAs сантиметровой толщины. Показано, что использование неколлинеарной схемы и толстого кристалла позволяет проводить измерения с широким ( $>100$  пс) временным окном, обеспечивающим высокое ( $<10$  ГГц) спектральное разрешение измерений. Эффективность детектирования при этом на порядок превышает эффективность стандартного метода коллинеарного эллипсометрического детектирования в кристаллах GaAs (суб)миллиметровой толщины. Определены оптимальные условия измерений с помощью неколлинеарной эллипсометрической схемы на основе кристалла GaAs (ориентация и толщина кристалла, угол падения пробного пучка на входную грань кристалла, поляризации терагерцового и пробного пучков).

2. Разработан метод неэллипсометрического детектирования терагерцовых волн импульсами волоконного фемтосекундного лазера в кристалле GaAs сантиметровой толщины, основанный на измерении интенсивности части пробного оптического пучка при ее нелинейно-оптической модуляции электрическим полем терагерцовой волны в условиях неколлинеарного распространения терагерцового и оптического излучений. Работоспособность метода продемонстрирована экспериментально. Достигнуто высокое ( $<10$  ГГц) спектральное разрешение детектирования. Показано, что существует оптимальная ширина пучка, обеспечивающая минимальное искажение спектра измеряемого терагерцового сигнала, в частности, для сигнала от фотопроводящей антенны (с максимумом спектра на частоте 0,5 ТГц) оптимальной является ширина пучка  $\sim 120$  мкм. Показано, что эффективность неэллипсометрического неколлинеарного метода электрооптического детектирования в кристалле GaAs сравнима с эф-

фективностью эллипсометрического неколлинеарного метода для того же кристалла.

3. Предложен и экспериментально продемонстрирован метод неколлинеарного эллипсометрического детектирования временной формы терагерцовых волн фемтосекундными оптическими импульсами в кристалле  $\text{LiNbO}_3$ , не чувствительный к паразитному эффекту сильного собственного двулучепреломления кристалла  $\text{LiNbO}_3$  и совместимый с лазерными источниками различной длины волны. С помощью структуры в виде пластины кристалла  $\text{LiNbO}_3$  определенной кристаллографической ориентации толщиной несколько миллиметров и размерами большой грани  $\sim(1 \times 1) \text{ см}^2$  и прикрепленной к этой грани кремниевой призмы с углом  $41^\circ$  при основании экспериментально подтверждена работоспособность метода при использовании в качестве источника оптического излучения фемтосекундных лазеров с длиной волны 0,8 мкм и 1,56 мкм. Достигнуто высокое (в несколько ГГц) спектральное разрешение детектирования.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. J. Neua and C.A. Schmuttenmaer, “Tutorial: An introduction to terahertz time domain spectroscopy (THz-TDS),” *J. Appl. Phys.* **124**, 231101 (2018).
2. K. Reimann, M. Woerner, and T. Elsaesser, “Two-dimensional terahertz spectroscopy of condensed-phase molecular systems,” *J. Chem. Phys.* **154**, 120901 (2021).
3. X. Fu, Y. Liu, Q. Chen, Y. Fu. and T.J. Cui, “Applications of Terahertz Spectroscopy in the Detection and Recognition of Substances,” *Front. Phys.* **10**, 869537 (2022).
4. Q. Wang, L. Xie, and Y. Ying, “Overview of imaging methods based on terahertz time-domain spectroscopy,” *Appl. Spectrosc. Rev.* **57**, 249 (2022).
5. A. D’Arco, M. Di Fabrizio, V. Dolci, M. Petrarca, and S. Lupi, “THz Pulsed Imaging in Biomedical Applications,” *Condens. Matter* **5**, 25 (2020).
6. J.-P. Guillet, M. Roux, K. Wang, X. Ma, F. Fauquet, H. Balacey, B. Recur, F. Darracq, and P. Mounaix, “Art Painting Diagnostic Before Restoration with Terahertz and Millimeter Waves,” *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **38**, 369 (2017).
7. F. Ellrich, M. Bauer, N. Schreiner, A. Keil, T. Pfeiffer, J. Klier, S. Weber, J. Jonuscheit, F. Friederich, and D. Molter, “Terahertz Quality Inspection for Automotive and Aviation Industries,” *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **41**, 470 (2020).
8. S. Zhong, “Progress in terahertz nondestructive testing: A review,” *Front. Mech. Eng.* **14**, 273 (2019).
9. D. Molter, D. Hübsch, T. Sprenger, K. Hens, K. Nalpantidis, F. Platte, G. Torosyan, R. Beigang, J. Jonuscheit, G. von Freymann, and F. Ellrich, “Mail Inspection Based on Terahertz Time-Domain Spectroscopy,” *Appl. Sci.* **11**, 950 (2021).
10. E.A. Nanni, W.R. Huang, K.-H. Hong, K. Ravi, A. Fallahi, G. Moriena, M.R.J. Dwayne, F.X. Kärtner, “Terahertz-driven linear electron acceleration,” *Nat. Commun.* **6**, 8486 (2015).

11. D. Zhang, A. Fallahi, M. Hemmer, H. Ye, M. Fakhari, Y. Hua, H. Cankaya, A.-L. Calendron, L.E. Zapata, N.H. Matlis, and F.X. Kärtner, “Femtosecond phase control in high-field terahertz-driven ultrafast electron sources,” *Optica* **6**, 872 (2019).
12. H. Xu, L. Yan, Y. Du, W. Huang, Q. Tian, R. Li, Y. Liang, S. Gu, J. Shi, and C. Tang, “Cascaded high-gradient terahertz-driven acceleration of relativistic electron beams,” *Nat. Photon.* **15**, 426 (2021).
13. S. Baierl, M. Hohenleutner, T. Kampfrath, A. K. Zvezdin, A.V. Kimel, R. Huber, and R.V. Mikhaylovskiy, “Nonlinear spin control by terahertz-driven anisotropy fields,” *Nat. Photonics* **10**, 715 (2016).
14. P. Salén, M. Basini, S. Bonetti, J. Hebling, M. Krasilnikov, A.Y. Nikitin, G. Shamuilov, Z. Tibai, V. Zhaunerchyk, and V. Goryashko, “Matter manipulation with extreme terahertz light: Progress in the enabling THz technology,” *Phys. Rep.* **836-837**, 1 (2019).
15. E.A. Mashkovich, K.A. Grishunin, R.M. Dubrovin, A.K. Zvezdin, R.V. Pisarev, and A.V. Kimel, “Terahertz light-driven coupling of antiferromagnetic spins to lattice,” *Science* **374**, 1608 (2021).
16. S.B. Bodrov, A.N. Stepanov, E.A. Burova, Y.A. Sergeev, A.I. Korytin, and M.I. Bakunov, “Terahertz-field-induced second harmonic generation for nonlinear optical detection of interfaces buried in transparent materials,” *Appl. Phys. Lett.* **119**(22), 221109 (2021).
17. J.A. Valdmanis and G.A. Mourou, “Subpicosecond electrooptic sampling: principles and applications,” *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 69 (1986).
18. Q. Wu and X.-C. Zhang, “Ultrafast electro-optic field sensors,” *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1604 (1996).
19. X. Pan, Y. Cai, X. Zeng, S. Zheng, J. Li, and S. Xu, “A terahertz EO detector with large dynamical range, high modulation depth and signal-noise ratio,” *Opt. Commun.* **391**, 135 (2017).
20. D.H. Auston, K.P. Cheung, and P.R. Smith, “Picosecond photoconducting Hertzian dipoles,” *Appl. Phys. Lett.* **45**, 284 (1984).

21. T.K. Nguyen, W.T. Kim, B.J. Kang, H.S. Bark, K. Kim, J. Lee, I. Park, T.-I. Jeon, and F. Rotermund, “Photoconductive dipole antennas for efficient terahertz receiver,” *Opt. Commun.* **383**, 50 (2017).
22. R.B. Kohlhaas, S. Breuer, S. Mutschall, M. Kehrt, S. Nellen, L. Liebermeister, M. Schell, and B. Globisch, “Ultrabroadband terahertz time-domain spectroscopy using III-V photoconductive membranes on silicon,” *Opt. Express* **30**, 23896 (2022).
23. A. Nahata, A.S. Welling, and T.F. Heinz, “A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling,” *Appl. Phys. Lett.* **69**(16), 2321 (1996).
24. J. Shan, A. Nahata, and T.F. Heinz, “Terahertz time-domain spectroscopy based on nonlinear optics,” *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* **11**, 31 (2002).
25. A. Tomasino, A. Parisi, S. Stivala, P. Livreri, A.C. Cino, A.C. Busacca, V. Peccianti, and R. Morandotti, “Wideband THz time domain spectroscopy based on optical rectification and electro-optic sampling,” *Sci. Rep.* **3**, 3116 (2013).
26. M. Nagai, K. Tanaka, H. Ohtake, T. Bessho, T. Sugiura, T. Hirosumi, and M. Yoshida, “Generation and detection of terahertz radiation by electro-optical process in GaAs using 1.56  $\mu\text{m}$  fiber laser pulses,” *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3974 (2004).
27. A. Schneider, M. Stillhart, and P. Gunter, “High efficiency generation and detection of terahertz pulses using laser pulses at telecommunication wavelengths,” *Opt. Express* **14**, 5376 (2006).
28. B. Sartorius, H. Roehle, H. Kunzel, J. Bottcher, M. Schlak, D. Stanze, H. Venghaus, and M. Schell, “All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5  $\mu\text{m}$  telecom wavelengths,” *Opt. Express* **16**, 9565 (2008).
29. R. delos Santos, S. Ozawa, V. Mag-Usara, S. Azuma, A. Tuico, V. Copa, A. Salvador, K. Yamamoto, A. Somintac, K. Kurihara, H. Kitahara, M. Tani, and E. Estacio “Cherenkov-phase-matched nonlinear optical detection and generation of terahertz radiation via GaAs with metal-coating,” *Opt. Express.* **24**, 24980 (2016).

30. O.N. Shevchenko, N.A. Nikolaev, and K.A. Kokh, "Detection of THz waves in GaSe:S crystals by femtosecond laser radiation with a telecom wavelength of 1.55  $\mu\text{m}$ ," J. Phys. Conf. Ser. **2067**, 012012 (2021).
31. Z. Zhao, A. Schwagmann, F. Ospald, D.C. Driscoll, H. Lu, A.C. Gossard, and H. Smet, "Thickness dependence of the terahertz response in <110>-oriented GaAs crystals for electro-optic sampling at 1.55  $\mu\text{m}$ ," Opt. Express **18**, 15956 (2010).
32. K. Maussang, J. Palomo, J.-M. Manceau, R. Colombelli, I. Sagnes, L.H. Li, E.H. Linfield, A.G. Davies, J. Mangeney, J. Tignon, and S.S. Dhillon, "Monolithic echo-less photoconductive switches as a high-resolution detector for terahertz time-domain spectroscopy," Appl. Phys. Lett. **110**, 141102 (2017).
33. M. Tani, K. Horita, T. Kinoshita, C.T. Qua, E. Estacio, K. Yamamoto, and M.I. Bakunov, "Efficient electro-optic sampling detection of terahertz radiation via Cherenkov phase matching," Opt. Express **19**, 19901 (2011).
34. G.A. Askar'yan, "Cerenkov radiation and transition radiation from electromagnetic waves," Sov. Phys. JETP **15**, 943 (1962).
35. P.Y. Han, M. Tani, F. Pan, and X.-C. Zhang "Use of the organic crystal DAST for terahertz beam applications," Opt. Lett. **25**, 675 (2000)
36. M. Tani, T. Kinoshita, T. Nagase, K. Horita, C.T. Que, E. Estacio, K. Yamamoto, and M.I. Bakunov, "Non-ellipsometric detection of terahertz radiation using heterodyne EO sampling in the Cherenkov velocity matching scheme," Opt. Express **21**, 9277 (2013).
37. M.I. Bakunov, S.D. Gorelov, and M. Tani, "Nonellipsometric noncollinear electrooptic sampling of terahertz waves: A comprehensive theory," IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. **6**, 473 (2016).
38. X. Wu, C. Zhou, W.R. Huang, F. Ahr, and F.X. Kartner, "Temperature dependent refractive index and absorption coefficient of congruent lithium niobate crystals in the terahertz range," Opt. Express **23**, 29729 (2015).

39. M.I. Bakunov, E.S. Efimenko, S.D. Gorelov, N.A. Abramovsky, and S.B. Bodrov, "Efficient Cherenkov-type optical-to-terahertz converter with terahertz beam combining," *Opt. Lett.* **45**, 3533 (2020).
40. J.M. Khosrofian and B.A. Garetz, "Measurement of a Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data," *Appl. Opt.* **22**, 3406 (1983).
41. L. Jiusheng and Z. Xiaoli, "Research on Dielectric Properties of Gallium Arsenides by Using THz-TDS," *Asia Communications and Photonics Conference and Exhibition*, Optica Publishing Group, WJ6 (2009).
42. J. Hebling, K.-L. Yeh, M.C. Hoffmann, B. Bartal, and K.A. Nelson, "Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities," *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, B6 (2008).
43. T. Furuya, J.E. Muldera, M.I. Bakunov, H. Kitahara, T. Ozaki, E. Estacio, and M. Tani, "Terahertz generation in a thin GaAs slab in a tapered parallel plate waveguide by femtosecond laser excitation at 1560 nm," *Japan. J. Appl. Phys.* **60**, 072009 (2021).
44. R. delos Santos, V. Mag-usara, A. Tuico, V. Copa, A. Salvador, K. Yamamoto, A. Somintac, K. Kurihara, H. Kitahara, M. Tani, and E. Estacio, "Metal-Coated <100>-Cut GaAs Coupled to Tapered Parallel-Plate Waveguide for Cherenkov-Phase-Matched Terahertz Detection: Influence of Crystal Thickness," *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **39**, 514 (2018).
45. Q. Chen, M. Tani, Z. Jiang, and X.-C. Zhang, "Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications," *J. Opt. Soc. Am. B.* **18**, 823 (2001).
46. T. Skauli, P. S. Kuo, K. L. Vodopyanov, T. J. Pinguet, O. Levi, L. A. Eyres, J. S. Harris, M. M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn, and E. Lallier, "Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics," *J. Appl. Phys.* **94**, 6447 (2003).
47. R. H. Stolen, "Far-infrared absorption in high resistivity GaAs," *Appl. Phys. Lett.* **15**, 74 (1969).

48. D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, Ch. Fattinger, “Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors,” *J. Opt. Soc. Am. B.* **7**, 2006 (1990).
49. N.C. J. van der Valk, T. Wenckebach, and P.C.M. Planken, “Full mathematical description of electro-optic detection in optically isotropic crystals,” *J. Opt. Soc. Am. B.* **21**, 622 (2004).
50. S. P. Kovalev and G. K. Kitaeva, “Terahertz electro-optical detection: optical phase or energy measurements,” *J. Opt. Soc. Am. B.* **30**, 2650 (2013).
51. D.E. Zelmon, D.L. Small, and D. Jundt, “Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol. % magnesium oxide-doped lithium niobate,” *J. Opt. Soc. Am. B.* **14**, 3319 (1997).
52. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах: пер. с англ.* (Мир, 1987).
53. G.E. Jellison Jr, C.O. Griffiths, and D.E. Holcomb, “Electric-field-induced birefringence in  $\text{LiNbO}_3$  measured by generalized transmission ellipsometry,” *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1222 (2002).
54. E.A. Mashkovich, S.A. Sychugin, and M.I. Bakunov, “Generation of narrowband terahertz radiation by an ultrashort laser pulse in a bulk  $\text{LiNbO}_3$  crystal,” *J. Opt. Soc. Am. B.* **34**, 1805 (2017).
55. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, 2008).
56. C. Winnewisser, P.U. Jepsen, M. Schall, V. Schyja, and H. Helm “Electro-optic detection of THz radiation in  $\text{LiTaO}_3$ ,  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{ZnTe}$ ,” *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3069 (1997).
57. M. Naftaly and R. Dudley, “Methodologies for determining the dynamic ranges and signal-to-noise ratios of terahertz time-domain spectrometers,” *Opt. Lett.* **34**, 1213 (2009).
58. I.E. Ilyakov, B.V. Shishkin, S.B. Bodrov, G.K. Kitaeva, M.I. Bakunov, and R.A. Akhmedzhanov, “Highly sensitive electro-optic detection of terahertz waves in a prism-coupled thin  $\text{LiNbO}_3$  layer,” *Laser Phys. Lett.* **17**, 085403 (2020).

59. J. Xu, T. Yuan, S. Mickan, and X.-C. Zhang, "Limit of spectral resolution in terahertz time-domain spectroscopy," *Chin. Phys. Lett.* **20**, 1266 (2003).

## СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- [A1] Mashkovich E. A., Shugurov A. I., Ozawa S., Estacio E., Tani M., Bakunov M.I. Noncollinear electro-optic sampling of terahertz waves in a thick GaAs crystal // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2015. Vol. 5, № 5. P. 732–736.
- [A2] Shugurov A.I., Mashkovich E.A., Bodrov S.B., Tani M., Bakunov M.I. Nonellipsometric electro-optic sampling of terahertz waves in GaAs // Opt. Express. 2018. Vol. 26, № 18. P. 23359–23365.
- [A3] Shugurov A.I., Bodrov S.B., Mashkovich E.A., Kitahara H., Abramovsky N.A., Tani M., Bakunov M.I. Noncollinear electro-optic sampling detection of terahertz pulses in a LiNbO<sub>3</sub> crystal while avoiding the effect of intrinsic birefringence // Opt. Express. 2022. Vol. 30, № 3. P. 3741–3748.
- [A4] Бакунов М. И., Машкович Е. А., Шугуров А. И.; ФГАОУВО «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского». Рабочий узел детектора импульсного терагерцового излучения // Патент № 2637182 РФ, МПК G02F 1/03. Заявл. 11.11.2015; Оpubл. 30.11.2017, Бюл. № 34.
- [A5] Бакунов М. И., Шугуров А. И.; ФГАОУВО «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского». Рабочий узел детектора импульсного терагерцового излучения // Патент № 2777461 РФ, МПК G02F 1/03. Заявл. 29.09.2021; Оpubл. 04.08.2022, Бюл. № 22.
- [A6] Шугуров А.И., Машкович Е.А., Бакунов М.И. Неколлинearное детектирование терагерцовых импульсов в кристалле GaAs // Труды XVIII научной конференции по радиофизике, посвященной Дню радио, Нижний Новгород, 12–16 мая, 2014. С. 169–170.
- [A7] Mashkovich E.A., Shugurov A.I., Tani M., Bakunov M.I. Cherenkov-type electro-optic sampling of terahertz waves in a GaAs crystal // Proceedings 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference, Munich, Germany, 21–25 June, 2015. Paper CC\_6\_1

- [A8] Шугуров А.И., Бодров С.Б., Машкович Е.А., Бакунов М.И. Неэллипсометрическое электрооптическое стробирование терагерцовых импульсов в GaAs // VII международная конференция по фотонике и информационной оптике: сборник научных трудов, Москва, 24–26 января, 2018. С. 124–125.
- [A9] Shugurov A. I., Bakunov M. I. Nonellipsometric electro-optic detection of terahertz pulses in GaAs // 6th EOS Topical Meeting on Terahertz Science & Technology (TST 2018), Berlin, Germany, 6-9 May, 2018. P. 22–23.
- [A10] Shugurov A. I., Bakunov M. I. Nonellipsometric electro-optic sampling of terahertz pulses in GaAs // Book of Abstracts: International Conference on Ultrafast Optical Science Ultrafast Light, Moscow, Russia, 1–5 October, 2018. P. 175-176.
- [A11] Shugurov A.I., Mashkovich E.A., Bodrov S.B., Bakunov M. I. Electro-Optic Sampling of Terahertz Waves in LiNbO<sub>3</sub> with Avoided Intrinsic Birefringence // 8th Russia-Japan-USA-Europe Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies: Program and Proceedings, Nizhny Novgorod, Russia, 8–11 July, 2019. P. 131.
- [A12] Шугуров А.И., Бодров С.Б., Машкович Е.А., Бакунов М.И. Эллипсометрическое детектирование терагерцовых волн при вырожденной ориентации кристалла ниобата лития // IX международная конференция по фотонике и информационной оптике: сборник научных трудов, Москва, 29-31 января, 2020. С. 41–42.
- [A13] Shugurov A.I., Bakunov M.I. Electro-optic detection of terahertz waves in a prism-coupled lithium niobate layer with overcoming the effect of inherent birefringence // Proceedings - International Conference Laser Optics 2020, ICLO 2020, St. Petersburg, Russia, 2–6 November, 2020. Paper 165863.
- [A14] Shugurov A.I., Bodrov S.B., Mashkovich E.A., Kitahara H., Tani M., Bakunov M. I. Avoiding the effect of intrinsic birefringence in noncollinear electro-optic detection of terahertz waves in prism-coupled LiNbO<sub>3</sub> layer // The 8<sup>th</sup> International Workshop on Far-Infrared Technologies 2021 (IW-FIRT 2021): Program and Abstracts, Fukui, Japan, 8-9 March, 2021. Paper P-21.