

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Преобразователи поляризации терагерцового излучения:
физические принципы, устройство и применение

А.К. Кавеев, Г.И. Кропотов

Рассмотрены базовые физические принципы функционирования преобразователей поляризации терагерцового (ТГц) излучения. Обсуждаются основные типы поляризаторов: проволочные, плёночные, на основе метаматериалов и др. Также рассмотрены более сложные устройства на основе сборок поляризаторов: сегментные, ахроматические и перестраиваемые составные волновые пластины, в том числе в широком диапазоне длин волн, ТГц поляризационные фильтры, описаны базовые принципы их расчёта на основе формализма Джонса.

Ключевые слова: ТГц-поляриметрия, волновые пластины, ретардация, кварцевая оптика, формализм Джонса

PACS numbers: 07.57.-c, 42.25.Ja, 42.81.Gs

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.09.039770>

Содержание

1. Введение (311).
 2. Простые преобразователи поляризации терагерцового излучения (312).
 - 2.1. Плёночные поляризаторы.
 - 2.2. Проволочные поляризаторы.
 - 2.3. Монохроматические волновые пластины.
 - 2.4. Прочие преобразователи поляризации.
 3. Устройства на основе поляризаторов (322).
 - 3.1. Ахроматические волновые пластины.
 - 3.2. Составные волновые пластины с перестраиваемой фазовой задержкой.
 - 3.3. Поляризационные фильтры терагерцового диапазона.
 4. Заключение (332).
- Список литературы (332).

1. Введение

Терагерцовая (ТГц) область частот (100 ГГц–10 ТГц) представляет собой довольно значительную часть спектра оптического излучения, находящуюся между микроволновой радиочастотной и инфракрасной областью. В отличие от последних, ТГц-область долгое время оставалась практически неизученной, что было связано с отсутствием как источников мощного ТГц-излучения, так и приёмников, способных зарегистрировать

излучение в данной области спектра. Интерес к ТГц-излучению связан с перспективами его применения в области телекоммуникаций для сверхплотной защищённой передачи информации, для внутренней и внешней связи в интегральных схемах, в области спектроскопии — химического определения состава сложных соединений (поскольку в ТГц-диапазоне лежат многие колебательные и вращательные уровни больших органических молекул), в системах охраны и сигнализации, детектирования оружия, взрывчатых и наркотических веществ [1–5]. Также весьма перспективно применение ТГц-излучения в томографии и медицине [4, 6]. Быстрый прогресс в области оптоэлектронной техники ТГц-диапазона, произошедший за последние 15–20 лет, потребовал развития производства оптических компонентов для этой области спектра, соответствующих особенностям приборов для указанного диапазона.

Поляризационная оптика представляет собой раздел физики, связанный с изучением поляризационных явлений в двулучепреломляющих кристаллах. Отдельным направлением выделяют поляриметрию как раздел, связанный с анализом поляризации исследуемого излучения. Поляриметрия наряду со спектроскопией имеет огромное значение для анализа ТГц-излучения, поскольку поляризация также является параметром, характеризующим излучение.

Терагерцовая спектроскопия во временной области (time-domain spectroscopy, THz-TDS) является одним из основных инструментов исследования пропускания различных объектов в терагерцовом диапазоне длин волн. THz-TDS может использоваться для исследования оптических свойств, таких как комплексный показатель преломления, коэффициент поглощения, комплексная диэлектрическая проницаемость, комплексная проводимость объекта [7]. Однако исследованию поляризации, также являющейся важной характеристикой электромагнитных волн, в ТГц-TDS долгое время уделялось

А.К. Кавеев^(1,*), Г.И. Кропотов⁽²⁾

⁽¹⁾ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
ул. Политехническая 26, 194021 Санкт-Петербург,
Российская Федерация

⁽²⁾ ООО "Тидекс",
Домостроительная ул. 16, 194292 Санкт-Петербург,
Российская Федерация
E-mail: ^(*) kaveev@mail.ioffe.ru

Статья поступила 1 мая 2024 г.,
после доработки 28 июля 2024 г.

меньше внимания. Для того чтобы исследовать поляризационные свойства объектов, ТГц-поляриметрия во временной области (time-domain polarimetry, THz-TDP) обеспечивается за счёт интеграции набора поляризаторов и волновых пластин в стандартный ТГц-TDS-спектрометр [8].

Традиционным материалом в ТГц-приборостроении является кристаллический кварц. Данный материал отлично подходит для ТГц-приложений в силу пропускания более 70 % в области от 40 мкм и далее. Кроме того, кристаллический кварц является двулучепреломляющим материалом [9], что позволяет применять его в поляризационной ТГц-оптике для создания элементов, преобразующих поляризацию падающего излучения. Следует отметить, что в качестве альтернативного материала может быть выбран любой другой двулучепреломляющий и прозрачный в ТГц-диапазоне материал, например, сапфир или нитрид бора. Технологическим ограничением в последнем случае является необходимость расположения двулучепреломляющей оси в плоскости пластин.

В настоящем обзоре обсуждаются основные пассивные оптические элементы, преобразующие поляризацию ТГц-излучения. В разделе 2 рассмотрены простые пассивные элементы: плёночные и проволоочные поляризаторы, а также волновые пластины. Кроме того, описаны сегментные волновые пластины и несколько более экзотических случаев поляризаторов. В разделе 3 обсуждаются более сложные многокомпонентные преобразователи поляризации: ахроматические волновые пластины, поляризационные фильтры, перестраиваемые преобразователи поляризации.

2. Простые преобразователи поляризации терагерцового излучения

В зависимости от типа получаемой поляризации простые поляризаторы делятся на линейные, циркулярные и эллиптические. Циркулярные и эллиптические поляризаторы, как правило, содержат линейный поляризатор и так называемые фазовые кристаллические пластины. Принцип действия линейного поляризатора основан на разделении света с произвольной степенью поляризации на две ортогональные компоненты, одну из которых поляризатор пропускает, а другую — отклоняет или поглощает. Для разделения света на составляющие в общем случае используется одно из следующих явлений: двойное лучепреломление, отражение или преломление света на границах диэлектриков (эффект Брюстера), дихроизм, а также поляризующие свойства узких щелей и решёток малого периода. Двулучепреломляющие поляризаторы изготавливают в виде кристаллических призм, например из исландского шпата (к ним относятся призмы Николя, Глана–Фуко и др.). Такой тип поляризаторов, в случаях их изготовления из кристаллического кварца или сапфира, находит применение в ТГц-области. Примерами дихроических поляризаторов в ТГц-области служат рассмотренные ниже анизотропные плёночные и проволоочные поляризаторы.

Поляризаторы в общем случае позволяют получить поляризованное или частично поляризованное излучение из излучения произвольной поляризации, вследствие чего являются неотъемлемой частью ТГц оптических схем. На данный момент известен ряд экзотических слу-

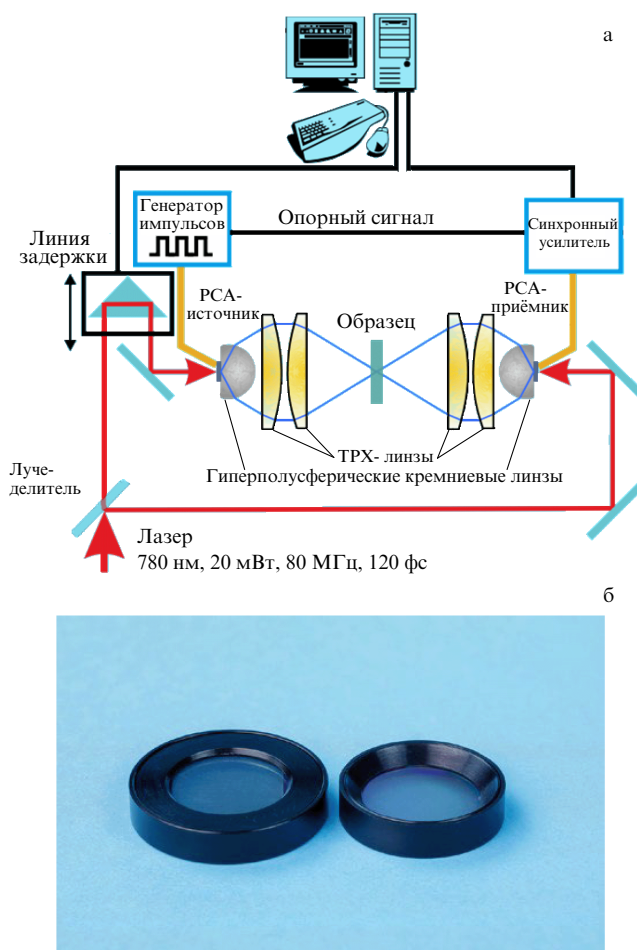


Рис. 1. (а) Схема установки для исследования характеристик поляризаторов (заимствовано благодаря частным коммуникациям с ООО "Тидекс"). (б) Плёночный поляризатор (заимствовано из [15]).

чаев ТГц-поляризаторов: используются жидкие кристаллы (будет рассмотрено ниже), углеродные нанотрубки [10, 11], цепочки и резонаторы на основе графена [12, 13], плёнки из алюминия, нанесённые на кремний под углом Брюстера [14]. Однако более распространены безподложечные проволоочные либо плёночные поляризаторы. Измерение поляризационных характеристик поляризаторов различного типа выполняется с помощью спектроскопических методик. Это может быть фурье-спектроскопия либо импульсная терагерцовая спектроскопия. Схема измерений поляризации для второго варианта представлена на рис. 1а.

В поляризованном свете источника снимаются временные формы в двух перпендикулярных положениях поляризатора: с наибольшим и с наименьшим пропусканием сигнала.

2.1. Плёночные поляризаторы

Для работы в дальнем ИК- и ТГц-спектральном диапазоне длин волн используются поляризаторы на пропиленовой плёнке (рис. 1б). На плёнку наносятся штрихи, как правило, квазисинусоидальной формы, хотя допустим и иной профиль, например треугольный, при этом часть штриха покрывается алюминием. С физической точки зрения подходит практически любой профиль штрихов, поскольку геометрические размеры

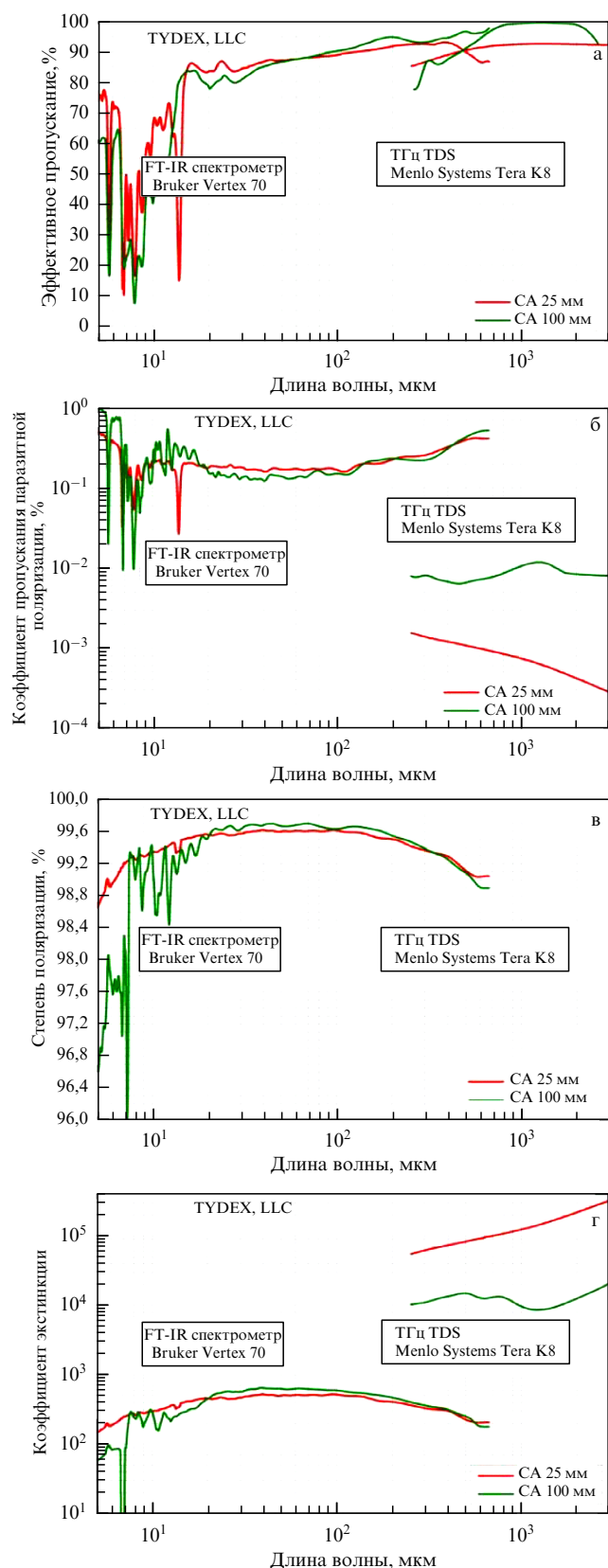


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента пропускания полезной (а) и паразитной (б) поляризации полипропиленовых поляризаторов апертурой 25 мм и 100 мм. (в) Степень поляризации этих поляризаторов. Разрыв кривых пропускания появляется из-за отличающихся динамических диапазонов спектрометров, влияющих на уровень шумового сигнала. (г) Спектральная зависимость коэффициента экстинкции. (Займствовано из [15].)

профиля примерно в 10–1000 раз меньше длины волны ТГц-диапазона, и каких-либо значимых краевых эффектов нет. Квазисинусоидальный профиль наиболее технологически прост в получении, которое осуществляется путём использования халькогенидного фоторезиста. В результате поляризатор работает как дифракционная решётка на пропускание. Типичными сферами применения плёночных поляризаторов являются: ТГц-микроскопия, исследование ориентации молекул кристаллических и полимерных плёнок, изображающая оптика, ТГц-сенсорика и детектирование, фурье-спектроскопия и ТГц-спектроскопические исследования. Отличительными свойствами плёночных поляризаторов являются использование в очень широком спектральном диапазоне длин волн от среднего ИК- до ТГц-диапазона, высокое пропускание в дальней ИК- и ТГц-спектральной области, высокая степень поляризации проходящего излучения.

Плёночные поляризаторы характеризуются рядом параметров, таких как эффективный коэффициент пропускания K_1 , пропускание нежелательной поляризации K_2 , степень поляризации $P_1 = (K_1 - K_2) / (K_1 + K_2)$, коэффициент экстинкции $E = K_1 / (2K_2)$ (либо логарифмический коэффициент экстинкции $E = 10 \lg (K_1 / K_2)$ [дБ]). Степень поляризации и коэффициент экстинкции определяются через коэффициенты пропускания полезной и паразитной поляризации. В качестве примера на рис. 2 приведены спектры пропускания полезной (а) и паразитной (б) поляризации и степень поляризации (в) поляризаторов, измеренные на двух приборах: в коротковолновом диапазоне от 0,9 мкм до 670 мкм (от 333,1 ТГц до 0,45 ТГц) на фурье-спектрометре Bruker Vertex 70, а в длинноволновом от 250 мкм до 3000 мкм — на TDS-спектрометре (Time-domain system, спектроскопия во временном представлении) Menlo Systems Tera-K8 с дипольной антенной $f_c = 0,5$ ТГц (600 мкм).

На рисунке 2г представлена спектральная зависимость коэффициента экстинкции выходящего излучения. В качестве примеров можно привести характерные значения параметров, достигнутые [15] в области 15–3000 мкм: $K_1 > 80\%$, $K_2 < 0,002\%$, $P_1 > 99,99$, $E > 47$ дБ. Рассмотренные на рис. 2 поляризаторы созданы путём нанесения алюминиевых полосок на полипропиленовую подложку толщиной 30 мкм. Форма штрихов — синусоидальная, количество штрихов 1200/мм, толщина одного штриха 100 нм, ширина — 400–500 нм, свободная апертура 25–100 мм.

2.2. Проволочные поляризаторы

В случае если мощность применяемого излучения высокая, плёночные поляризаторы использовать нельзя. В таком случае для работы в СВЧ- и ТГц-диапазоне частот применяются проволочные поляризаторы, предназначенные для поляризации излучения от 150 мкм до сантиметровых длин волн. Они представляют собой оправленные в рамку параллельные вольфрамовые проволоки (диаметром, как правило, около 10 мкм) без подложки. Обычно такие поляризаторы наряду с плёночными применяются в ТГц-спектроскопии и микроскопии, сенсорики и детектировании, фурье-спектроскопии, ТГц- и СВЧ-поляриметрии. Однако, помимо этого, большой порог повреждения позволяет использовать проволочные поляризаторы при работе с лазерами на свободных электронах, с гиротронами, с ускорителями и

прочими мощными источниками ТГц-излучения. Подобный тип поляризаторов обладает устойчивостью к высоким энергиям поляризуемого излучения, благодаря отсутствию подложки обеспечивает высокое пропускание желательной поляризации при высокой её степени. Кроме того, прочие типы поляризаторов не позволяют избежать потерь, так как всегда будет существовать отражение от подложки и потери на поглощение в подложке. Это приводит к тому, что часть желательной поляризации отражается и поглощается в подложке, что сказывается на эффективности прибора. Проволочные поляризаторы лишены данного недостатка за счёт отсутствия какой-либо подложки.

Поляризаторы, содержащие проволочные сетки, могут иметь коэффициенты отражения и пропускания, близкие к 100 % для соответствующих плоскостей поляризации, в спектральном диапазоне от частот, близких к нулю, до частот $c/2d$ [Гц], где $1/d$ — пространственная частота проволок [16]. Для описания спектрального диапазона, в котором проволочные поляризаторы эффективно работают, используют параметр $\chi = d/\lambda$, где d — период сетки из проволок, λ — длина волны. Также к преимуществам проволочных поляризаторов можно отнести способность отражать излучение определённой поляризации под необходимым углом. Данное свойство используется, к примеру, в определённых конфигурациях фурье-интерферометров [16, 17].

Для создания проволочных поляризаторов со значимыми параметрами важное значение имеет способ их создания. Первой работой, где описывается создание проволочных поляризаторов, является работа [16]. В ней авторы для наматывания проволоки задействовали намоточный станок, применяемый для намотки трансформаторной катушки. Была использована проволока диаметром 50 мкм из нержавеющей стали, а для закрепления проволоки служил прижимной механизм, обеспечивавший ей необходимое натяжение. В работе [18] для наматывания проволоки использовался модифицированный коммерчески доступный станок. Поляризаторы были изготовлены из вольфрамовой проволоки с помощью модифицированного серийно выпускаемого станка по намотке катушек. Авторы использовали вольфрамовую проволоку диаметром до 10 мкм. После намотки проволоки закреплялись на оправе, предварительно помещённой внутрь намоточной рамки, с помощью клея (раствор амилацетата в ацетоне), а затем обрезались. Авторы также отмечают, что минимальный период, с которым возможна намотка с помощью описанного станка, равен 25 мкм (максимальный — 1,8 мм), а максимальная апертура 120 мм в диаметре. Также существует метод, позволяющий наматывать проволоку без применения намоточного станка, вручную. Такой метод описывается в работе [19]. Данный метод предполагает использование насечек, нанесённых с двух сторон на намоточную рамку, контролирующую период намотки. В данной работе авторы использовали проволоку из нержавеющей стали диаметром 50 мкм, которую наматывали с шагом 175 мкм, а также вольфрамовую проволоку диаметром 30 и 10 мкм с шагом 90 и 122 мкм соответственно. Более современным методом является метод, описанный в работе [20]. В ней применялся намоточный станок, аналогичный таковому в [18]. Различие заключается лишь в том, что шаг намотки контролировался с помощью заранее прописанного



Рис. 3. Проволочный поляризатор с изменяемым угловым положением проволоки (заимствовано из [22]).

алгоритма в программе, управляющей перемещением подающей проволоку части намоточного станка. В работе вольфрамовую проволоку диаметром 10 мкм, покрытую золотом, наматывали со скоростью 17 оборотов в минуту и с периодом 40 мкм. В последующих работах описывалось лишь улучшение намоточного станка в сторону увеличения апертуры рамки без значительных упоминаемых изменений в конструкции станка либо переноса проволоки на рабочую рамку. К примеру, в работе [21] использовали молибденовую проволоку диаметром 100 мкм, которую наматывали со скоростью 8 оборотов в минуту и с периодом 300 мкм. Авторы отмечают, что в данной схеме возможно создание поляризаторов с максимальной апертурой 500 мм при минимальном диаметре проволоки 80 мкм с шагом 100 мкм.

В ООО "Тидекс" [22] разработан способ создания проволочных поляризаторов с увеличенной скоростью и длиной области намотки, улучшенным контролем периода, а также контролем натяжения проволоки во время наматывания. Суть метода заключается в том, что с помощью станка наматывается вольфрамовая проволока с заранее прописанными в компьютерной программе скоростью, периодом и шириной намотки. Натяжение проволоки контролируется электронным индикатором на станке. После намотки с помощью станда для приклеивания происходит перенос полученной структуры с намоточной рамки на круглую рабочую рамку и с помощью стандов для отрезания проволоки рамке придаётся товарный вид. Свободная апертура таких поляризаторов — 36–136 мм, поляризаторы изготовлены из вольфрамовой проволоки диаметром 11 мкм, расстояние между проволоками — 16 мкм. Полученные поляризаторы работают в диапазоне до 6 ТГц при условии коэффициента экстинкции > 10 дБ, до 3 ТГц при условии коэффициента экстинкции > 20 дБ и до 2 ТГц при условии коэффициента экстинкции > 30 дБ. В качестве примеров можно привести характерные значения параметров, достигнутые в компании "Тидекс" [23] в области 15–3000 мкм: $K_1 > 92\%$, $K_2 < 0,1\%$, $E > 30$ дБ (рис. 3, 4).

В настоящее время отсутствует готовое решение уравнений Максвелла, описывающее отклик плёночных (штриховых) или проволочных поляризаторов в ТГц-

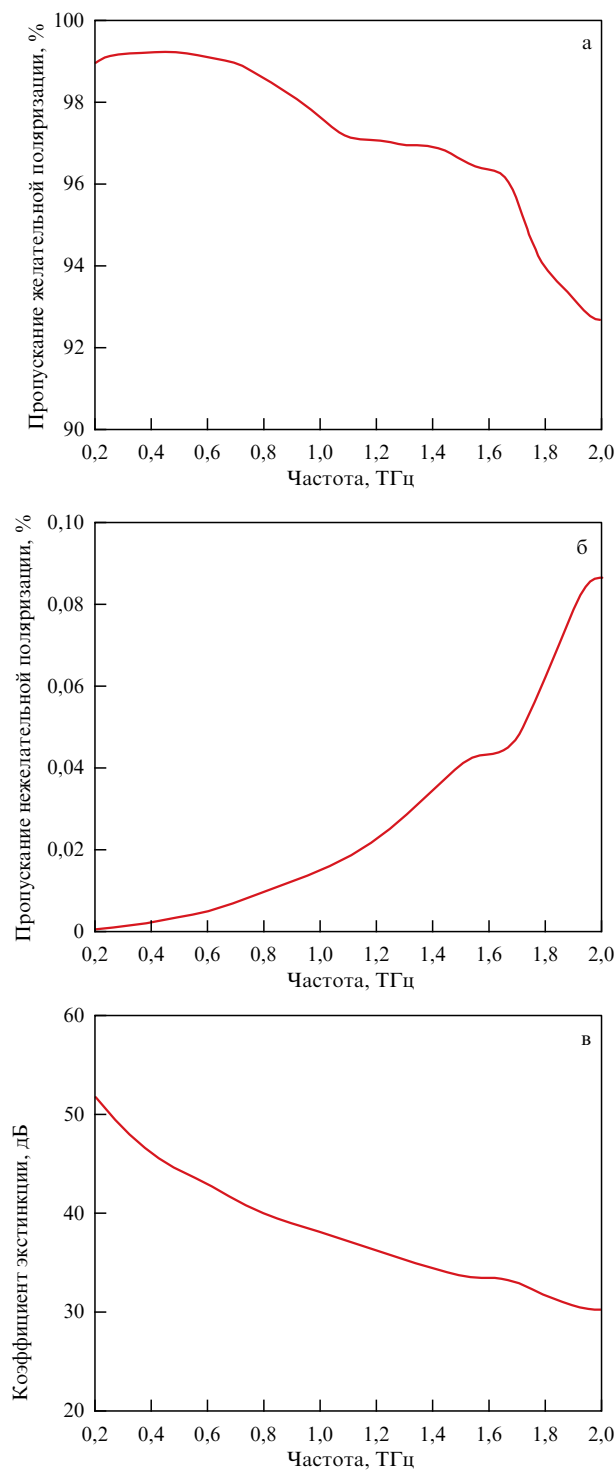


Рис. 4. Спектральная зависимость коэффициента пропускания полезной (а) и паразитной (б) поляризации проволочного поляризатора. (в) Спектральная зависимость коэффициента экстинкции. (Займствовано из [22].)

диапазоне длин волн. Вместе с тем в ряде работ (например [23, 24]) описан подход к расчёту пропускания периодических металлических структур. В [25, 26] представлена теория эффективной среды (ТЭС), служащая для оценки оптических характеристик устройств на основе металлических решёток. ТЭС используется для определения эффективной диэлектрической проницаемости периодических структур в области создания различных

оптических фильтров [27, 28] и дифракционных оптических элементов [29]. Также данная теория применима при расчётах фотонных кристаллов (см., например, [30]) и при разработке метаматериалов, проявляющих отрицательный показатель преломления (см., например, [31]). Согласно ТЭС, периодическую структуру или решётку можно рассмотреть с точки зрения дифракции, при этом её можно заменить искусственной анизотропной однородной средой, если в расчёт принимается только нулевой порядок дифракции, а высшими порядками пренебрегается. Решётка считается достаточно толстой для того, чтобы исключить прямое прохождение света.

В ТЭС выводится простое выражение для эффективной диэлектрической проницаемости ТЕ- и ТМ-компонент поляризации в квазистатическом (длинноволновом) пределе $\Lambda \ll \lambda$, где Λ и λ — период решётки и длина волны падающего излучения соответственно:

$$\varepsilon_{\text{eff, TE}}^{(2)} = \varepsilon_{0, \text{TE}} + \frac{\pi^2}{3} f^2 (1-f)^2 (\varepsilon_A - \varepsilon_B)^2 \left(\frac{\Lambda}{\lambda} \right)^2, \quad (1)$$

$$\varepsilon_{\text{eff, TM}}^{(2)} = \varepsilon_{0, \text{TM}} + \frac{\pi^2}{3} f^2 \left(\frac{1}{\varepsilon_A} - \frac{1}{\varepsilon_B} \right)^2 \varepsilon_{0, \text{TM}}^3 \varepsilon_{0, \text{TE}} \left(\frac{\Lambda}{\lambda} \right)^2,$$

где f — коэффициент заполнения объёма решётки, ε_A и ε_B — относительные диэлектрические проницаемости материалов решётки. Диэлектрические проницаемости нулевого порядка ε_0 в системе уравнений (1) определяются выражениями

$$\begin{aligned} \varepsilon_{0, \text{TE}} &= f \varepsilon_A + (1-f) \varepsilon_B, \\ \varepsilon_{0, \text{TM}} &= \frac{\varepsilon_A \varepsilon_B}{f \varepsilon_B + (1-f) \varepsilon_A} \end{aligned} \quad (2)$$

для ТЕ- и ТМ-компонент поляризации соответственно.

К сожалению, одним из ограничений ТЭС является то, что точное определение эффективной диэлектрической проницаемости металлической решётки на основе аналитических выражений (1) и (2) затруднительно, а расчёты с использованием ТЭС приводят к существенной величине отклонения расчётных значений от экспериментальных из-за большой отрицательной действительной части диэлектрической проницаемости металла, связанной с большим поглощением. По указанной причине ТЭС в основном применяется к структурам на основе диэлектрических материалов.

Более удачный подход описан в [23]. Этот подход заключался в нахождении эффективных диэлектрических проницаемостей эффективной среды периодической структуры с применением модифицированного метода ТЭС, а также метода строгого анализа связанных волн (САСВ), заключающегося в моделировании простой решётки эквивалентной эффективной однородной анизотропной средой. Оба данных метода предполагают последующую подгонку расчётного результата к зависимости пропускания системы от длины волны, рассчитанной с помощью коэффициентов Френеля. САСВ, также известный как модальный метод Фурье, хорошо подходит для моделирования оптического отклика структур, имеющих периодический рельеф поверхности, и успешно применяется для численных расчётов при интерпретации экспериментально полученных оптических характе-

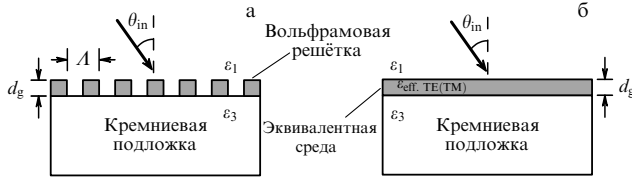


Рис. 5. Замена металлической решётки эквивалентной однородной средой. (а) Профиль исходной вольфрамовой решётки периода A и толщины d_g на кремниевой подложке. (б) Оптически эквивалентная однородная анизотропная плёнка толщиной d_g находится на той же подложке. Луч падает под углом θ_{in} , ϵ_1 и ϵ_3 — диэлектрические проницаемости воздуха и кремниевой подложки соответственно. (Заимствовано из [23].)

ристик. В [23] САСВ реализован так, что он позволяет свести уравнения Максвелла к простому алгебраическому поиску собственных значений системы уравнений (см., например, [32]). Подбор оптимальных значений диэлектрической проницаемости осуществлялся методом бинарного поиска, а также с помощью алгоритма моделирования отжига (об этом алгоритме подробнее см. ниже в разделе 3).

Рассмотрим простую вольфрамовую решётку, образованную стержнями прямоугольного сечения, нанесёнными на кремниевую подложку. Для того чтобы принимать в расчёт только нулевой порядок дифракции, период решётки должен удовлетворять условию $n_{sub} A \ll \lambda$, где n_{sub} — показатель преломления подложки (кремния). Кроме того, толщина решётки d_g должна быть достаточно большой, чтобы не создавать поверхностных эффектов, таких как поверхностный плазмонный резонанс. В [23] моделирование осуществлялось для $\lambda = 4 - 20$ мкм, т.е. для ИК-области. Если существует эффективная среда, такая что решётка, представленная на рис. 5а, функционально эквивалентна эффективной однородной анизотропной среде с коэффициентом отражения R , представленной на рис. 5б, то его величину можно рассчитать с использованием коэффициентов Френеля:

$$R_{TE(TM)} = \frac{|r_{1,TE(TM)} \exp(i\delta_{TE(TM)}) + r_{2,TE(TM)} \exp(-i\delta_{TE(TM)})|^2}{|\exp(i\delta_{TE(TM)}) + r_{1,TE(TM)} r_{2,TE(TM)} \exp(-i\delta_{TE(TM)})|}, \quad (3)$$

$$r_{1,TE} = \frac{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 - \sqrt{\epsilon_{eff,TE}} \cos \theta_2}{\sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\epsilon_{eff,TE}} \cos \theta_2},$$

$$r_{2,TE} = \frac{\sqrt{\epsilon_{eff,TE}} \cos \theta_2 - \sqrt{\epsilon_3} \cos \theta_3}{\sqrt{\epsilon_{eff,TE}} \cos \theta_2 + \sqrt{\epsilon_3} \cos \theta_3},$$

$$r_{1,TM} = \frac{\sqrt{\epsilon_1} / \cos \theta_1 - \sqrt{\epsilon_{eff,TM}} / \cos \theta_2}{\sqrt{\epsilon_1} / \cos \theta_1 + \sqrt{\epsilon_{eff,TM}} / \cos \theta_2}$$

$$r_{2,TM} = \frac{\sqrt{\epsilon_{eff,TM}} / \cos \theta_2 - \sqrt{\epsilon_3} \cos \theta_3}{\sqrt{\epsilon_{eff,TM}} / \cos \theta_2 + \sqrt{\epsilon_3} \cos \theta_3}$$

$$\delta_{TE(TM)} = 2\pi d_g (\epsilon_{eff,TE(TM)})^{1/2} \frac{\cos \theta_2}{\lambda}.$$

Рассчитанное таким образом значение R должно соответствовать результатам, полученным с помощью метода САСВ. Важно учитывать, что

$$\epsilon_{eff,TE(TM)} = (n_{eff,TE(TM)} + i k_{eff,TE(TM)})^2. \quad (4)$$

В уравнении для R из (3) $r_{1,TE(TM)}$ и $r_{2,TE(TM)}$ обозначают коэффициенты отражения Френеля для компоненты поляризации ТЕ(ТМ) соответственно между воздушной средой и эффективной эквивалентной решётке средой, и между эффективной эквивалентной решётке средой и подложкой кремния соответственно. Угол θ_i , где $i = 1, 2, 3$ — угол падения в воздухе, эффективной среде и подложке соответственно, подчиняется закону Снеллиуса. На начальном этапе подгонки рассматривается нормальное падение света, а процедура подбора основана на двоичном поиске, через перебор всех возможных комбинаций $n_{eff,TE(TM)}$ и $k_{eff,TE(TM)}$ в заданном диапазоне для оптимальной пары, которая минимизирует отклонение от результата, полученного методом САСВ. Также применялся алгоритм моделирования отжига.

Авторам [23] удалось найти зависимость $n_{eff,TE(TM)}(\lambda)$ и $k_{eff,TE(TM)}(\lambda)$ в диапазоне $\lambda = 4 - 20$ мкм как модифицированным методом ТЭС, так и методом САСВ. Вместе с тем в данной работе было показано, что даже небольшое варьирование расчётных параметров приводит к существенному расхождению результатов, полученных двумя указанными методами, а масштабирование полученных результатов на более длинноволновый диапазон приведёт к грубым вычислительным ошибкам. Таким образом, моделирования поведения спектрального отклика (пропускания и отражения) проволочных поляризаторов в ТГц-диапазоне длин волн пока что не проводилось. Такое моделирование является отдельной задачей, подход к решению которой возможен как модифицированным методом ТЭС, так и методом САСВ, однако выходит за рамки настоящего обзора. Можно ограничиться качественным утверждением, что рабочий диапазон ТГц проволочного поляризатора соответствует условию $\chi \ll 1$ для параметра $\chi = d/\lambda$. Это подтверждается нарастанием пропускания паразитной волны ТГц-поляризатором с увеличением частоты (уменьшением длины волны), показанным на рис. 4б.

Описанный подход также применялся при расчёте проволочных поляризаторов в ИК-области [33].

2.3. Монохроматические волновые пластины

Ещё одним широко известным способом преобразования поляризации является использование двулучепреломляющих материалов. Двулучепреломляющая пластина, вырезанная плоскостями среза параллельно оптической оси, позволяет получить эллиптически поляризованный свет из поляризованного линейно. Такая пластинка (называемая волновой или фазовой) создаёт определённую разность фаз между ортогональными линейно поляризованными составляющими излучения и имеет два ортогональных выделенных направления, одно из которых соответствует оптической оси. Как уже было упомянуто, обыкновенная и необыкновенная волны распространяются с различными скоростями, сохраняя при этом поляризацию. Пусть на данную пластину падает световая волна, имеющая линейную поляризацию (прошедшая проволочный или плёночный поляризатор в случае ТГц-излучения). Вектор электриче-

ского поля $\mathbf{E} = E_0 \exp(i(\omega t - kz))$ направлен под углом α к оптической оси (будем обозначать её ξ) фазовой пластины. Положим ось z перпендикулярно пластине, т.е. свет падает нормально. На входе в пластину ортогональные компоненты E_ξ и E_η (в плоскости пластины) имеют одинаковую фазу колебаний, тогда как внутри пластины

$$\begin{aligned} E_\xi &= E_0 \cos \alpha \exp(i(\omega t - k n_e z)), \\ E_\eta &= E_0 \sin \alpha \exp(i(\omega t - k n_o z)), \end{aligned} \quad (5)$$

т.е. возникает межкомпонентный сдвиг фаз, пропорциональный пройденному пути. Разность (набег) фаз после прохождения пластины имеет величину

$$\Delta\varphi = 2\pi(n_e - n_o) \frac{d}{\lambda}, \quad (6)$$

где d — толщина фазовой пластины, λ — длина волны света в вакууме. Таким образом, в выходной плоскости пластины формируется волна, имеющая эллиптическую поляризацию [34]. Величина $\Delta\varphi$, согласно (6), зависит от толщины пластины, длины волны и материала пластины.

Рассмотрим частные случаи:

1. $\Delta\varphi = 2\pi$ (пластина в одну длину волны, λ). В результате суммирования двух волн на выходе образуется линейно поляризованная волна с направлением колебаний, совпадающим с таковым в падающей световой волне.

2. $\Delta\varphi = \pi$ (полуволновая пластина, $\lambda/2$). На выходе пластинки также формируется волна, поляризованная линейно. Направление колебаний электрического поля $\mathbf{E}'$ в этом случае имеет разворот относительно вектора электрического поля $\mathbf{E}$ падающей волны на угол 2α или $180^\circ - 2\alpha$. В частности, при $\alpha = 45^\circ$ произойдёт поворот плоскости поляризации на 90° .

3. $\pi/2$ (четвертьволновая пластина, $\lambda/4$). При суммировании двух взаимно перпендикулярных колебаний в этом случае образуется эллипс с главными осями ξ и η . В частном случае $E_\xi = E_\eta$ прошедшая световая волна будет иметь круговую поляризацию.

Во всех трёх указанных случаях, очевидно, имеется в виду монохроматическая волна. Если условие монохроматичности не выполняется, то на выходе для разных спектральных составляющих возникнут отличающиеся друг от друга эллипсы поляризации. Последние два случая, 2 и 3, находят широкое распространение в терагерцовой поляриметрии (рис. 6а, б). Для поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света на 90° либо для изменения направления круговой поляризации необходимо расположить полуволновую пластину под углом её оптической оси 45° к плоскости поляризации падающего излучения. Аналогично для трансформации линейно поляризованного излучения в круговое и наоборот четвертьволновую пластину необходимо расположить аналогичным образом.

Поляриметрия эллиптически поляризованного света подразумевает задачу нахождения осей ξ и η и определения направления вращения вектора $\mathbf{E}$. Например, если рассмотреть фазовую пластинку из кварца ($n_e > n_o$), то необыкновенная волна, имеющая поляризацию вдоль оси ξ , имеет меньшую скорость распространения в среде. Поэтому на выходе вектор $\mathbf{E}$ делает поворот по часовой стрелке, если смотреть вдоль z (рис. 6а). Пара-

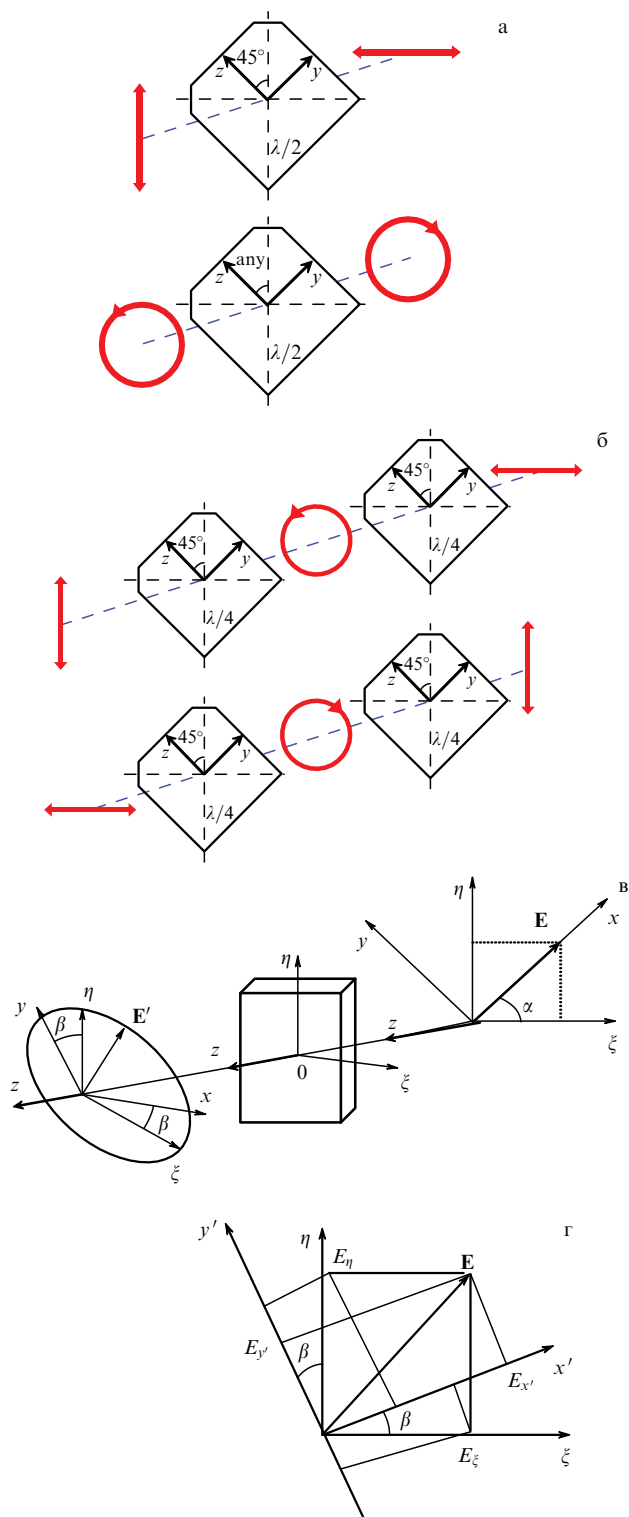


Рис. 6. Широко применяемые частные случаи полуволновой (а) и четвертьволновой (б) волновых пластин. (в) Общий случай распространения линейно поляризованного света через волновую пластинку. (г) Переход между системами координат главных направлений волновой пластины к системе координат главных направлений анализатора.

метры осей ξ и η можно определить с помощью простой схемы, включающей средо-анализатор, измерив максимум и минимум интенсивности прошедшей световой волны при повороте анализатора. Сделав поворот на угол β , перейдём в систему координат главных направ-

лений анализатора (рис. 6г) от системы координат главных направлений фазовой пластины. Из рисунка 6г видно, что компоненты $E_{x'}$ и $E_{y'}$ вектора $\mathbf{E}'$ в осях x' , y' связаны с компонентами E_ξ и E_η :

$$\begin{aligned} E_{x'} &= E_\xi \cos \beta + E_\eta \sin \beta, \\ E_{y'} &= E_\xi \sin \beta + E_\eta \cos \beta. \end{aligned} \quad (7)$$

Направим ось пропускания анализатора вдоль направления x' . В этом случае интенсивность прошедшей волны $I \sim |E_{x'}| = E_{x'} E_{x'}^*$. Учитывая (5) и (6), получим

$$I \sim E_0^2 (\cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + 2 \sin \alpha \sin \beta \times \cos \alpha \cos \beta \cos \Delta \varphi).$$

Данное выражение описывает двухлучевую интерференцию на выходе анализатора и зависит от $\Delta \varphi$, а также интенсивностей интерферирующих лучей I_1 и I_2 :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi. \quad (8)$$

Эти интенсивности зависят от углов взаимного расположения анализатора, фазовой пластины и поляризатора: $I_1 = I_0 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta$, $I_2 = I_0 \sin^2 \alpha \sin^2 \beta$. Очевидно, изъятие фазовой пластины (в таком случае набег фаз $\Delta \varphi = 0$) приведёт к обычному закону Малюса $I = I_0 \cos^2 \delta$, где δ представляет собой разность $\alpha - \beta$, равную углу между осями пропускания анализатора и поляризатора. Ситуация, когда меняется только угол β при неизменной величине α , представляет собой поворот анализатора при неподвижных пластине и поляризаторе. Если величина β удовлетворяет условию

$$\tan(2\beta) = \tan(2\alpha) \cos(\Delta \varphi), \quad (9)$$

то величина интенсивности света на выходе анализатора будет приобретать минимальное либо максимальное значение и

$$\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = (1 - \sin^2(2\alpha) \sin^2(\Delta \varphi))^{1/2}. \quad (10)$$

Выражение (10) связывает величины α и $\Delta \varphi$ с величинами $I_{\max}$ и $I_{\min}$ для полуосей эллипса поляризации, а выражение (9) позволяет определить ориентацию полуосей.

Как было указано выше, для преобразования поляризации ТГц-излучения волновые пластины (ВП) изготавливаются из кристаллического кварца в силу его прозрачности в ТГц-области, по этой же причине может использоваться и сапфир. С помощью кварцевых волновых пластин возможна трансформация поляризации ТГц-излучения в диапазоне 30–1000 мкм. Для промышленно изготавливаемых ВП на оптических производствах обычно даётся допуск на ориентацию ± 10 угловых минут, допуск на толщину $\pm 0,25$ мкм, а качество поверхности –60/40 scr/dig.

Следует отдельно отметить, что использование сегментной пластины, состоящей из нескольких полуволновых пластин, определённым образом ориентированных относительно друг друга, позволяет получить из линейно поляризованного излучения излучение с так называемой радиальной и азимутальной поляризацией. Остановимся на этом подробнее. Большинство исследований в области поляризационной оптики касается пространственно

однородных состояний поляризации (ПОСП), т.е. линейной, эллиптической и круговой. В указанных случаях ПОСП не зависят от пространственного расположения поперечного сечения светового пучка. Вместе с тем существует ряд приложений, касающихся световых пучков с пространственно различными ПОСП. Конкретным примером является приложение, связанное с лазерным излучением, имеющим цилиндрическую симметрию поляризации, так называемые лучи с цилиндрическим вектором (ЦВ).

В ряде задач ТГц-оптики часто необходимо создание сфокусированного пятна излучения минимальной площади. При фокусировке светового луча форма фазового фронта определяет форму и размер фокального пятна. В силу поляризационных эффектов плотность распределения энергии в пятне, например для линейно поляризованного света, не обладает симметрией вращения [35]. Для получения круглого фокального пятна распределение поляризации в падающем пучке должно обладать симметрией вращения, например, радиальной или азимутальной. При этом поле имеет линейную поляризацию в каждой точке поперечного сечения пучка, но ось поляризации меняется от точки к точке. Показано [36], что распределение в форме радиально поляризованного кольца (так называемая кольцевая мода) позволяет создать минимально возможное фокальное пятно. Также показано, что для сильно сфокусированных пучков для радиально поляризованного поля генерируется продольное электрическое поле по оптической оси, а для азимутально поляризованного поля соответственно генерируется продольное магнитное поле [37]. Такие продольные компоненты поля также представляют существенный интерес для многих приложений оптики. Коллимированная кольцевая мода с радиальной поляризацией может быть описана как когерентная суперпозиция двух ортогонально линейно поляризованных мод Гаусса – Эрмита первого порядка или как суперпозиция соответствующих левых и правых мод с круговой поляризацией Гаусса – Лагерра. В обоих случаях моды должны быть синфазны.

Рассмотрим более подробно образование лучей ЦВ. Эти лучи представляют собой решения уравнений Максвелла, имеющие осевую симметрию как амплитуды, так и фазы [38, 39]. Волновые моды с радиальной или азимутальной поляризацией хорошо известны в теории волноводов. Однако их аналоги в обычных, не волноводных, средах менее известны. Для таких сред типичное решение с гармонической временной зависимостью получается путём решения скалярного уравнения Гельмгольца:

$$(\nabla^2 + k^2) E = 0, \quad (11)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. Для решения, описывающего параксиальный луч в декартовых координатах, общее решение для электрического поля имеет вид

$$E(x, y, z, t) = u(x, y, z) \exp(i(kz - \omega t)). \quad (12)$$

Применение медленно меняющейся аппроксимации огибающей волнового пакета,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \ll k^2 u, \quad \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \ll k \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (13)$$

даёт решение для мод Эрмита–Гаусса HG_{mn} путём разделения переменных. Математически это решение в радиально-симметричном случае может быть сведено к виду, описывающему фундаментальный гауссов пучок:

$$u(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-i \left(\varphi(z) - \frac{kr^2}{2q(z)} \right) \right], \quad (14)$$

где $\varphi(z) = \arctan(z/z_0)$ представляет собой набег фазы Гуи, E_0 — постоянная амплитуда электрического поля, $w(z)$ — размер пучка в зависимости от координаты, w_0 — размер пучка в перетяжке, $q(z) = z - iz_0$ — комплексный параметр, описывающий пучок, где $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$ — параметр Рэлея. В данном случае уравнение (12) может быть представлено в виде

$$E(r, \phi, z, t) = u(r, \phi, z) \exp(i(kz - \omega t)). \quad (15)$$

Подстановка (15) в скалярное уравнение Гельмгольца (11) с учётом (13) приводит к уравнению в цилиндрических координатах

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \phi^2} + 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (16)$$

Из уравнения (16) путём разделения переменных r и ϕ можно получить два типа решений, представляющие собой моды LG_{pl} Лагерра–Гаусса в первом случае, и решение, имеющее симметрию вращения, т.е. не зависящее от азимутального угла ϕ (см. [40]), так называемое скалярное решение для пучка Бесселя–Гаусса:

$$\begin{aligned} u(r, \phi, z) &= E_0 \left(\sqrt{2} \frac{r}{\omega} \right)^l L_p^l \left(2 \frac{r^2}{\omega^2} \right) \frac{w_0}{w(z)} \times \\ &\times \exp \left[-i \left(\varphi_{pl}(z) - \frac{kr^2}{2q(z)} - i\phi \right) \right], \\ u(r, z) &= E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-i \left(\varphi_{pl}(z) - \frac{kr^2}{2q(z)} \right) \right] \times \\ &\times J_0 \left(\frac{\beta r}{1 + i(z/z_0)} \right) \exp \left(-\frac{\beta^2(z/2k)}{1 + i(z/z_0)} \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь $L_p^l(x)$ — полиномы Лагерра, $\varphi(z)$ и $\varphi_{pl}(z) = (2p + l + 1) \arctan(z/z_0)$ — набег фазы Гуи для двух случаев, β — параметр масштабирования, $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка первого рода. Для $l = p = 0$ первое решение сводится к виду, характерному для фундаментального гауссова пучка. Полученные выше решения (Эрмита–Гаусса, Лагерра–Гаусса и Бесселя–Гаусса) являются параксиальными решениями скалярного уравнения Гельмгольца (11) для светового пучка, соответствующими пространственно-однородным состояниям поляризации, или скалярным пучкам. Для этих пучков имеет место ПОСП, т.е. вид колебания вектора электрического поля не зависит от положения точки наблюдения в поперечном сечении пучка. Однако если рассматривать полное векторное волновое уравнение для электрического поля [38]

$$(\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}) - k^2 \mathbf{E} = 0, \quad (18)$$

то выражение (5) преобразуется к виду

$$\mathbf{E}(r, z) = U(r, z) \exp(i(kz - \omega t)) \mathbf{e}_\phi, \quad (19)$$

где в показатель экспоненты входит единичный вектор, зависящий от азимутального угла, а U удовлетворяет модифицированному уравнению (16), имеющему вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) - \frac{U}{r^2} + 2ik \frac{\partial U}{\partial z} = 0. \quad (20)$$

Решение данного уравнения имеет вид, сходный с (17), но уже учитывающий радиальную симметрию поляризации:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(r, z) &= -E_0 J_1 \left(\frac{\beta r}{1 + i(z/z_0)} \right) \exp \left(-\frac{\beta^2(z/2k)}{1 + i(z/z_0)} \right) \times \\ &\times u(r, z) \exp(i(kz - \omega t)) \mathbf{e}_\phi, \\ U(r, z) &= E_0 J_1 \left(\frac{\beta r}{1 + i(z/z_0)} \right) \exp \left(-\frac{\beta^2(z/2k)}{1 + i(z/z_0)} \right) u(r, z), \end{aligned} \quad (21)$$

где $J_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка первого рода. При этом существует аналогичное (19) решение и для вектора поперечного магнитного поля, в которое также входит единичный вектор, зависящий от азимутального угла. Данное решение соответствует азимутальному распределению, т.е. наличию радиальной поляризации магнитного поля, что в свою очередь приводит к наличию у электрического поля радиального распределения в плоскости, ортогональной вектору магнитного поля. Таким образом описываются лучи с ЦВ. Они могут быть радиально либо азимутально поляризованы, т.е. их вектор электрического поля имеет радиальное либо азимутальное распределение.

В ряде приложений для лучей ЦВ вместо векторных решений Бесселя–Гаусса можно использовать другие упрощённые распределения [41]. Например, при малых β для векторного решения для пучка Бесселя–Гаусса можно записать

$$\mathbf{E}(r, z) = A r \exp \left(-\frac{r^2}{w^2} \right) \mathbf{e}_i, \quad \text{где } i = r, \phi. \quad (22)$$

Можно показать [42], что лучи ЦВ можно представить в виде суперпозиции ортогонально поляризованных мод Эрмита–Гаусса HG_{01} и HG_{10} :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r &= \text{HG}_{10} \mathbf{e}_x + \text{HG}_{01} \mathbf{e}_y, \\ \mathbf{E}_\phi &= \text{HG}_{01} \mathbf{e}_x + \text{HG}_{10} \mathbf{e}_y, \end{aligned} \quad (23)$$

где $\mathbf{E}_r$ и $\mathbf{E}_\phi$ соответствуют радиальной и азимутальной поляризации.

Для генерации лучей ЦВ существует несколько способов. Так называемая пассивная генерация заключается в использовании нематических жидких кристаллов либо сегментных волновых пластин для конверсии лучей с линейной или круговой поляризацией. В ТГц-поляриметрии получил распространение второй вариант. В данном случае используется волновая пластина, состоящая из отдельных сегментов, в каждом из которых оптическая ось имеет своё направление. Например, в случае линейно поляризованного луча на входе, для его преобразования в луч ЦВ можно использовать набор склеенных (4, 8 и т.д. сегментов) полуволновых фазовых пластин [43, 44]. Для падающего света с круговой поляризацией используется

сегментная склейка из четвертьволновых фазовых пластин с радиальным расположением оптических осей, позволяющая получить луч ЦВ с цилиндрическим распределением поляризации. Таким образом, на каждый из сегментов пластины попадает определённая часть исходного луча, которая после прохождения сегмента приобретает своё собственное направление поляризации (см. пример для четырёхсегментной ВП на рис. 7а, где в каждой области происходит поворот поляризации соответствующей части линейно поляризованного падающего пучка на 90°). Таким образом, итоговое распределение поляризации в прошедшем сегментную ВП пучке будет пространственно распределённым, формирующим луч ЦВ. Однако понятно, что из-за ограниченного числа полуволновых сегментов и, как следствие, дискретности направлений оптической оси этот тип устройств не обеспечивает точного пространственного выстраивания поляризации. В случае фундаментального гауссова пучка с параметром ω_0 на входе, сформированное распределение электрического поля на выходе зависит от общего количества сегментов m и может быть описано преобразованной формулой (22):

$$\mathbf{E}(r, \varphi) = A_0 \sqrt{\frac{2}{\pi \omega_0^2}} \left(\cos \frac{2\pi n}{m}, \sin \frac{2\pi n}{m} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{\omega_0^2} \right),$$

где $n = 0, \dots, m-1$. (24)

Степень перекрытия (суперпозицию) прошедшего поля $E(r, \varphi)$ из (24) с идеальной полностью радиально поляризованной кольцевой модой $E_R(r, \varphi)$ с параметром пучка ω_R можно описать формулой

$$C(m, \omega_R, \omega_0) = m \int_0^\infty \int_{-\pi/m}^{\pi/m} d\varphi dr r \mathbf{E}(r, \varphi=0, \omega_0) \mathbf{E}_R(r, \varphi, \omega_R),$$

которая может быть очевидно преобразована к виду

$$C(m, \omega_R, \omega_0) = A_0^2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega_0^2 \omega_R}{(\omega_0^2 + \omega_R^2)^{3/2}} m \sin \frac{\pi}{m}. \quad (25)$$

Поперечные моды высшего порядка, которые также присутствуют в проходящем поле, можно подавить за счёт дальнейшей фокусировки луча в интерферометре Фабри–Перо (ИФП), который работает как модовый фильтр и также применяется в ТГц-фотонике. При использовании четырехсегментной ВП прошедшее поле $E(r, \varphi)$ имеет степень перекрытия 75 % с идеальной кольцевой модой $E_R(r, \varphi)$. Эту величину можно увеличить до 87 %, если число сегментов увеличить до восьми, или до 92 %, если число сегментов устремить в бесконечность (величины 100 % достичь невозможно из-за дифракционных потерь). Если перед сегментной ВП дополнительно ставить полуволновую ВП, то можно поворачивать поляризацию падающего пучка, что обеспечит на выходе оптической системы переключение распределения радиальной и азимутальной поляризаций. Пример и схема промышленно изготовленной сегментной ВП, позволяющей получать радиальную поляризацию из круговой, показаны на рис. 7б, в (заимствовано из [45]). Каждый сегмент такой пластины осуществляет преобразование поляризации соответствующего участка исходного пучка таким образом, чтобы суммарно поведение вектора поляризации имело характер радиальной симметрии.

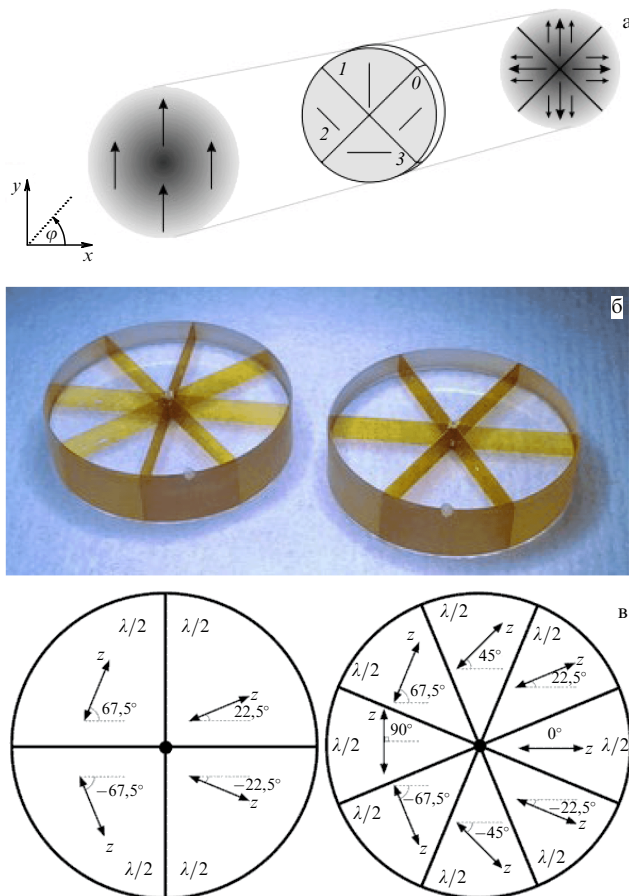


Рис. 7. (а) Пример, поясняющий работу сегментной полуволновой ВП: разворот поляризации отдельного участка исходного линейно поляризованного луча каждым из четырёх сегментов, формирующий радиальное распределение поляризации в итоговом луче ЦВ (заимствовано из [41]). Пример и схема сегментной волновой пластины для получения радиальной поляризации из круговой (б, в) (заимствовано из [45]).

При повороте этой пластины на 45° излучение на выходе будет иметь азимутальную поляризацию, а при повороте на 90° — радиальную поляризацию обратного направления. Для получения поляризованного излучения, вектор поляризации которого совпадает с направлением распространения излучения, сегментную пластину можно использовать в комбинации с собирающей линзой.

2.4. Прочие преобразователи поляризации

Для преобразования ТГц-излучения подходят все составные элементы на основе кристаллического кварца в силу его прозрачности в ТГц-области, такие как хорошо известные призмы Глана–Тейлора, Глана–Фуко, Волластона, Николя. Данные элементы служат для выделения линейно поляризованного света за счёт пространственного разделения обыкновенного и необыкновенного лучей. Такие элементы были разработаны в XIX – первой половине XX вв.

Призма Волластона представляет собой оптическое устройство, состоящее из двух ортогональных треугольных призм из одноосного двулучепреломляющего материала. Эти призмы скреплены вместе на границе своих оснований (традиционно с помощью канадского бальзама либо на оптическом контакте) так, чтобы их оптические оси были взаимно перпендикулярны. Выходя-

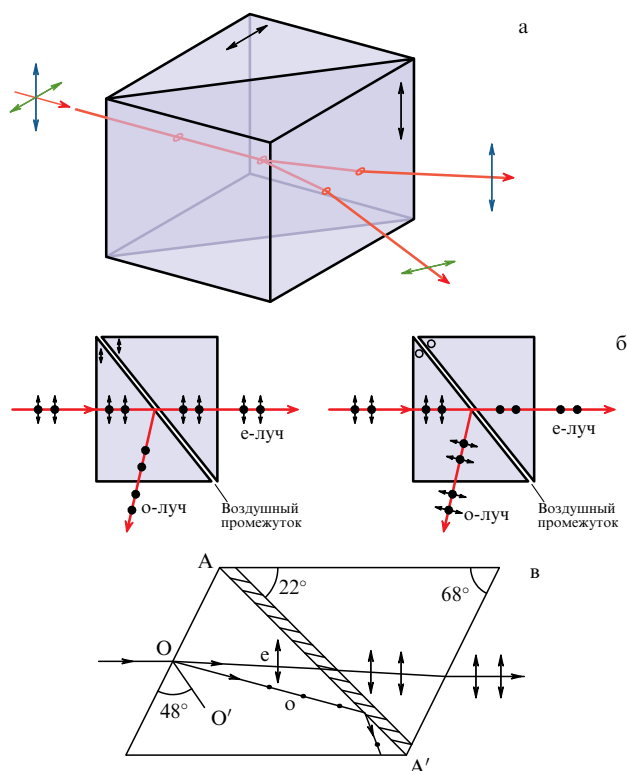


Рис. 8. (а) Призма Волластона (заимствовано из [46]). (б) Призма Глана – Тейлора (слева) и Глана – Фуко (справа) (заимствовано из [51]). (в) Призма Николя (заимствовано из [48]).

щие обыкновенный и необыкновенный лучи расходятся от призмы Волластона с пространственным разделением из-за различий в показателях преломления, причём угол расхождения определяется углом клина призмы и длиной волны света (рис. 8а). Коммерческие призмы Волластона для ТГц-излучения выпускает компания Thorlabs [47].

Другим устройством, обеспечивающим пространственное распределение поляризованных обыкновенного и необыкновенного лучей, являются призмы Глана – Фуко и Глана – Тейлора, состоящие из двух соединённых прямоугольных призм из двулучепреломляющихся материалов, разделённых воздушным зазором и конструктивно отличающихся тем, что в первом случае оптическая ось ортогональна плоскости треугольной грани призмы, тогда как во втором случае оптическая ось находится в профильной плоскости. Призма Глана – Тейлора — это одна из наиболее часто используемых в настоящее время призм, она предназначена для преобразования излучения с произвольной поляризацией в линейно поляризованное [49]. Конструкция была предложена Арчардом и Тейлором в 1948 г. [50]. Схематические изображения призм Глана – Фуко и Глана – Тейлора приведены на рис. 8б. Полное внутреннее отражение s-поляризованного света от воздушного зазора для призмы Глана – Тейлора гарантирует, что только р-поляризованный свет пропускается устройством. И наоборот, в призме Глана – Фуко [52] устройством пропускается только s-поляризованный свет. Поскольку угол падения на зазор может быть достаточно близким к углу Брюстера, нежелательное отражение р-поляризованного света для призмы Глана – Тейлора, и, соответственно, s-поляризованного света для призмы Глана – Фуко уменьшается. Стороны кристалла

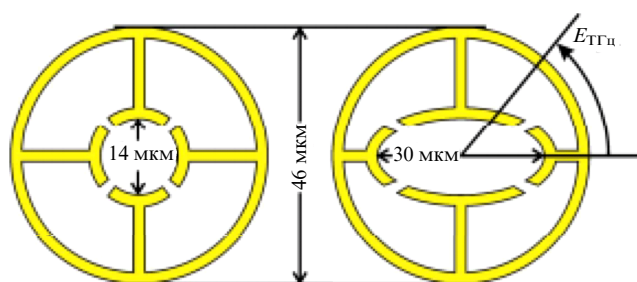


Рис. 9. Геометрия круглого (слева, не чувствителен к поляризации) и эллиптического (справа, чувствителен к поляризации) кольцевых резонаторов с указанием размеров. Показано измерение угла между вектором падающего ТГц-электрического поля E относительно большой оси эллипса (справа) (заимствовано из [59]).

можно отполировать, чтобы позволить выходить отражённому лучу, или можно зачернить, чтобы поглотить его. Последнее уменьшает нежелательное френелевское отражение отклонённого луча.

Также традиционным двулучепреломляющим устройством является призма Николя (рис. 8в), применяющаяся, как правило, для видимого света. Однако в случае её изготовления не из кальцита, а из кристаллического кварца возможно её применение в ТГц-области. Призма Николя представляет собой две одинаковые треугольные призмы из исландского шпата, склеенные тонким слоем канадского бальзама. Традиционно призмы изготавливаются так, чтобы торец был скошен под углом 68° относительно направления проходящего света, а склеиваемые стороны составляли прямой угол с торцами. При этом оптическая ось кристалла (AB) находится под углом 64° с направлением света. Апертура полной поляризации призмы составляет 29° . Особенностью призмы является изменение направления выходящего луча при вращении призмы, обусловленное преломлением скошенных торцов призмы.

Отдельным пунктом следует упомянуть преобразователи поляризации на основе метаматериалов (ММ). В общем случае ТГц-метаматериалы представляют собой двумерные периодические структуры в виде прорезей определённой формы в металлической пластине либо, напротив, металлические двумерные объекты, нанесённые на прозрачную в ТГц-области плёнку (Frequency Selective Surfaces [53–55]). Данные структуры могут пропускать либо отражать падающее излучение определённых частот. Эти объекты также служат для преобразования фазы падающего ТГц-излучения, могут играть роль полосовых или отрезающих фильтров и т.д. Существует огромное количество работ и ряд обзоров, посвящённых ММ, например [56]. Наиболее распространёнными являются разрезные кольцевые резонаторы (Split Ring Resonators (SRR)) [57, 58]. ТГц-метаматериалы при определённой их конфигурации могут служить преобразователями ТГц-поляризации. Например, известна работа [59], в которой описаны метаматериалы, представляющие собой серию двумерных объектов эллиптической конфигурации (рис. 9).

В той же работе показано, что две параллельные пластины данной конфигурации могут играть роль четвертьволновой фазовой пластины на частоте 1,06 ТГц. Известно несколько работ по тематике ВП на основе ММ, например [60–62].

3. Устройства на основе поляризаторов

3.1. Ахроматические волновые пластины

Обычные описанные в разделе 2.3 волновые пластинки изготовлены из материалов с двойным лучепреломлением и обладают свойствами задержки фазы падающего излучения. Эта задержка зависит от толщины пластин, ограничивая их применение определёнными частотами. Однако для применения волновых пластин в ТГц-TDS спектроскопии требуются волновые пластины широкого спектрального диапазона. Обычная волновая пластина рассчитана на конкретную длину волны. Существует понятие ахроматической волновой пластины, т.е. пластины, рассчитанной на некоторый диапазон длин волн. Одной из первых работ, где обсуждались ТГц ахроматические волновые пластины (АВП), представляющие собой сборку из монохроматических волновых пластин с оптическим контактным соединением, является работа [63]. АВП обеспечивают запаздывание фазы в широком диапазоне длин волн. Было продемонстрировано несколько нетрадиционных подходов к созданию ахроматических волновых ТГц пластин. В работе [64] рассматриваются полимерные композиты с двойным лучепреломлением. В работе [65] описана АВП на основе метаматериалов, а в работе [66] — на основе призмы с использованием полного внутреннего отражения. В работах [67, 68] описаны сборки из параллельных металлических пластин, обеспечивающие специфическое вращение поляризации в ТГц-диапазоне. Двумерные металлические решётки состояли из смещённых парных металлических слоёв комплементарных хиральных структур, имеющих симметрию четвёртого порядка. Было показано, что поворот поляризации не зависит от направления поляризации изотропного падающего излучения. В данном случае поворот плоскости поляризации рассчитывался путём расчёта компонент матриц Джонса $\hat{T}$, связывающих компоненты электрического вектора падающей $\mathbf{E}_{\text{sam}}$ и прошедшей $\mathbf{E}_{\text{tr}}$ волны соотношением $\mathbf{E}_{\text{tr}} = \hat{T} \mathbf{E}_{\text{sam}}$, где $\hat{T}$ имеет вид

$$\hat{T} = \begin{pmatrix} \tilde{t}_1 & \tilde{t}_2 \\ -\tilde{t}_2 & \tilde{t}_1 \end{pmatrix}, \quad (26)$$

и решения уравнения Ньютона–Рафсона относительно диагональной компоненты матрицы Джонса

$$\tilde{t}_1 = \frac{2}{1 + \tilde{n}} \frac{2\tilde{n}}{1 + \tilde{n}} \exp\left(i\omega \frac{(\tilde{n} - 1)L}{c}\right), \quad (27)$$

где диагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости связана с комплексным показателем преломления соотношением $\tilde{\epsilon} = \epsilon_0 \tilde{n}^2$, а L — толщина всей сборки. Подробнее метод матриц Джонса будет описан ниже.

Известны работы, где описано использование жидких кристаллов (ЖК) (см. [69]) в качестве АВП. В частности, в указанной работе описан расчёт и изготовление ЖК-пластины, в которой пропускание связано с прикладываемым напряжением по формуле

$$\delta(V) = \int_0^d \frac{2\pi f}{c} \partial n_{\text{eff}}(V, z) dz, \\ \partial n_{\text{eff}} = \left(\frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \right)^{-1/2} - n_o. \quad (28)$$

Здесь f — частота ТГц-излучения, $\partial n_{\text{eff}}(V, z)$ — изменение величины эффективного двулучепреломления для ЖК в положении z вдоль направления распространения ТГц-излучения, θ — угол отклонения молекул ЖК от исходного под действием напряжения V . У этих же авторов показано, что в ТГц-диапазоне нематический жидкий кристалл 4'-n-пентил-4-цианобифенила (5CB) имеет достаточно высокую величину двулучепреломления ($\sim 0,2$) и небольшой коэффициент затухания на частотах около 1 ТГц (см. [70, 71]). Ими же был продемонстрирован первый перестраиваемый ТГц-фазовращатель при комнатной температуре, осуществляющий фазовый сдвиг 360° на частоте 1 ТГц [72–74], представляющий собой магнитоуправляемую ячейку нематического жидкого кристалла, обеспечивающую изменение величины двулучепреломления.

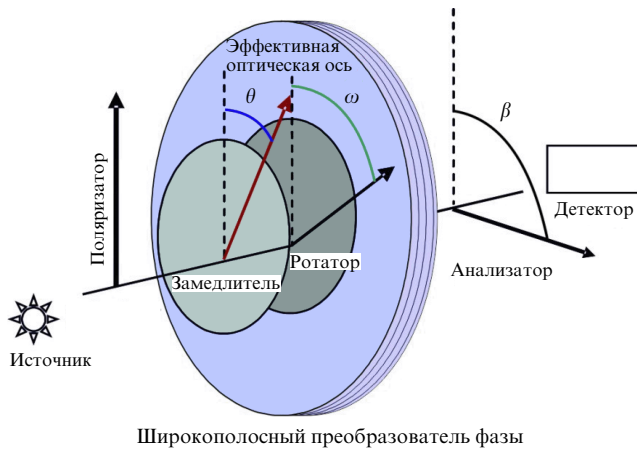
Известен экзотический случай АВП на основе кремниевой решётки [75], а также электрически регулируемого поляризационного компенсатора на частоте 100 ГГц на основе двух взаимопроникающих V-образных кремниевых решёток [76, 77].

Однако вышеописанные варианты либо сложны в изготовлении, либо не демонстрируют достаточно хороших характеристик из-за оптических потерь. Кроме того, АВП перечисленных типов работали в недостаточно широком спектральном диапазоне. В ряде работ [78–83] были описаны АВП, состоящие из кварцевых или сапфировых пластин с оптическим контактным соединением и оптическими осями двулучепреломления, лежащими в плоскости пластин. Волновые пластины такого типа гораздо проще в изготовлении, и главное — они работают в существенно более широком частотном диапазоне.

Ряд работ, в том числе указанных выше, посвящён методам расчёта АВП из кварца и сапфира. Для случаев, когда необходимо высокое разрешение системы по сравнению с полушириной интерференционных максимумов, необходимо ввести ряд поправок. В связи с этим появилась модификация методов расчёта реальных практически значимых АВП, учитывающая эффект интерференции, и на основе данного метода создано производство АВП [84]. В работе [83] подробно описан метод расчёта и моделирования, а также описано изготовление широкополосного ТГц-преобразователя поляризации указанного типа, представляющего собой АВП, состоящую из набора параллельных плоскостных двулучепреломляющих пластин, прозрачных в ТГц-диапазоне длин волн. Показано, что можно создавать АВП для различных диапазонов длин волн за счёт сборки входящих в АВП монохроматических пластин под разными углами, и применяя разные толщины пластин. Также можно создавать АВП для разных величин задержки фазы (в частности, $\lambda/4$ и $\lambda/2$).

Одной из пионерских работ по расчёту АВП является работа [79]. Однако более компактным и удобным методом расчёта является метод, основанный на формализме матриц Джонса. Согласно формализму Джонса [85, 86], система из любого конечного набора волновых пластин оптически эквивалентна системе, содержащей всего два элемента — так называемые замедлитель (ретардер) и ротатор (рис. 10).

Ретардер обеспечивает необходимый фазовый сдвиг (например, π или $\pi/2$). Ротатор поворачивает плоскость поляризации на угол ω . В зависимости от значения угла



Широкополосный преобразователь фазы

Рис. 10. Схематическое изображение системы плоскопараллельных двулучепреломляющих сред с осями двулучепреломления, лежащими в плоскости (заимствовано из [83]).

ω преобразователи поляризации бывают двух типов: 1) ω близок к нулю в рабочем диапазоне длин волн. В данном случае это обычная АВП и принцип её действия такой же, как и у монохроматической волновой пластины. При задержке на θ плоскость поляризации прошедшего через АВП излучения расположена под углом 2θ к оси поляризатора, где θ — угол эффективной оптической оси АВП; 2) ω зависит от длины волн. В таком случае объект не является обычной АВП, а по сути является широкополосным преобразователем поляризации (широкополосной волновой пластиной, ШВП) — частным случаем АВП. Например, при преобразовании круговой поляризации в линейную плоскость поляризации излучения, прошедшего через преобразователь, ориентирована под углом $\beta = \omega \pm 45^\circ$ к оси поляризатора. В случае поворота плоскости линейной поляризации $\beta = \omega + 2\theta$. В работе [83] приводится расчёт АВП и ШВП для случаев $\lambda/4$ и $\lambda/2$ в разных ТГц-диапазонах длин волн.

С учётом интерференционных эффектов при расчёте ШВП используется [78] модифицированная матрица Джонса 4×4 , записанная для каждой отдельной пластины, входящей в сборку:

$$\hat{Q} = \begin{pmatrix} \cos(k_e d) & i n_e \sin(k_e d) & 0 & 0 \\ i \frac{1}{n_e} \sin(k_e d) & \cos(k_e d) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(k_o d) & i n_o \sin(k_o d) \\ 0 & 0 & i \frac{1}{n_o} \sin(k_o d) & \cos(k_o d) \end{pmatrix}, \quad (29)$$

где $k_e = 2\pi n_e / \lambda$ и $k_o = 2\pi n_o / \lambda$, d — толщина данной кварцевой пластины, n_e и n_o — показатели преломления необыкновенного и обыкновенного луча соответственно. Итоговая матрица Джонса системы N плоскопараллельных пластин представляет собой произведение N матриц типа (29) для каждой пластины:

$$\hat{M} = \prod_{j=1}^N (\hat{F}_j \hat{Q}_j \hat{F}_j^{-1}). \quad (30)$$

Здесь

$$\hat{F} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & 0 & -\sin \varphi & 0 \\ 0 & \cos \varphi & 0 & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & 0 & \cos \varphi & 0 \\ 0 & \sin \varphi & 0 & \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (31)$$

— матрица поворота 4×4 , описывающая угловое положение i -й пластины относительно плоскости поляризации падающего излучения. Матрица $\hat{M}$ связывает векторы электрического и магнитного полей падающей, прошедшей и отражённой от системы волн. Матрица, определяющая поляризацию падающей волны по известной поляризации прошедшей, выглядит следующим образом:

$$\hat{P} = \begin{pmatrix} \frac{M_{11} + M_{12} + M_{21} + M_{22}}{2} & \frac{M_{13} + M_{14} + M_{23} + M_{24}}{2} \\ \frac{M_{31} + M_{32} + M_{41} + M_{42}}{2} & \frac{M_{33} + M_{34} + M_{43} + M_{44}}{2} \end{pmatrix}. \quad (32)$$

Поляризацию прошедшей волны по известной поляризации падающей волны можно вычислить с помощью матрицы $\hat{P}^{-1}$. Эта матрица является своеобразным аналогом простой [86] матрицы Джонса 2×2 . Учёт интерференционного эффекта в системе волновых пластин показывает, что система ведёт себя по-разному при превращении линейной поляризации в круговую и наоборот.

Описываемая система ведёт себя как АВП с неменяющимся угловым положением эффективной оптической оси (ЭОО) вдоль оси поляризатора x в том диапазоне длин волн, в котором недиагональные элементы простой матрицы Джонса 2×2

$$\hat{J} = \prod_{i=1}^N \hat{J}_i, \quad \hat{J}_i = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\delta_i}{2}\right) + i \cos(2\varphi_i) \sin\left(\frac{\delta_i}{2}\right) & i \sin(2\varphi_i) \sin\left(\frac{\delta_i}{2}\right) \\ i \sin(2\varphi_i) \sin\left(\frac{\delta_i}{2}\right) & \cos\left(\frac{\delta_i}{2}\right) - i \cos(2\varphi_i) \sin\left(\frac{\delta_i}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (33)$$

близки к 0, модули диагональных элементов близки к 1, и разность фаз диагональных элементов равна заданной ретардации (здесь $\delta_i = 2\pi(n_e - n_o)d_i/\lambda$, φ_i — угол ЭОО пластины относительно оси поляризатора).

Набор значений (δ_i, φ_i) , соответствующих i -й волновой пластине, находится с помощью разработанного С. Киркпатриком так называемого алгоритма моделирования отжига (S. Kirkpatrick, Simulated annealing algorithm) [80, 87, 88]. В зависимости от параметров минимизации при поиске их значений, как было упомянуто выше, возможны две ситуации: $\omega \approx \text{const}$ (в частном случае 0) и $\omega \neq \text{const}$. По смыслу угол ω является углом поворота эффективного ротатора.

Можно рассчитать зависимость степени поляризации, т.е. доли интенсивности линейно поляризованного света в полной интенсивности, от длины волн. Для случая идеальной круговой поляризации эта величина равна нулю, для случая превращения линейной поляри-

зации (вдоль оси x) в круговую величина рассчитывается по формуле

$$I = \frac{|E_2 \bar{E}_2 - E_1 \bar{E}_1|}{E_2 \bar{E}_2 + E_1 \bar{E}_1}, \quad (34)$$

где

$$E_1 = P_{11}^{-1} \cos(\eta) + P_{21}^{-1} \sin(\eta), \quad (35)$$

$$E_2 = P_{21}^{-1} \cos(\eta) - P_{11}^{-1} \sin(\eta),$$

$$\eta = 0,5 \arctan \left(\frac{P_{11}^{-1} \bar{P}_{21}^{-1} + P_{21}^{-1} \bar{P}_{11}^{-1}}{P_{11}^{-1} \bar{P}_{11}^{-1} + P_{21}^{-1} \bar{P}_{21}^{-1}} \right). \quad (36)$$

Пример такой зависимости для АВП приведён на рис. 11а. Данная АВП имеет общую толщину 7,462 мм (толщины пластин, входящих в сборку: 0,745, 0,790, 0,797, 1,533, 1,597 и 2,000 мм), чистая апертура — 25 мм и более, погрешность преобразования $\pm 15\%$.

Угол ЭОО для четвертьволнового преобразователя поляризации связан с компонентами матрицы Джонса следующим образом:

$$\theta = 0,5 \times \left[\arctan \left(\frac{\operatorname{Im}(P_{12}^{-1} \exp(-iv)) \operatorname{Re}(P_{11}^{-1} \exp(-iv)) + \operatorname{Re}(P_{12}^{-1} \exp(-iv)) \operatorname{Im}(P_{11}^{-1} \exp(-iv))}{\operatorname{Im}(P_{11}^{-1} \exp(-iv)) \operatorname{Re}(P_{11}^{-1} \exp(-iv)) - \operatorname{Re}(P_{12}^{-1} \exp(-iv)) \operatorname{Im}(P_{12}^{-1} \exp(-iv))} \right) \right], \quad (37)$$

где $v_1 = 0,5 \arg(-P_{12}^{-1} P_{21}^{-1})$, $v_2 = 0,5 \arg(-P_{11}^{-1} P_{22}^{-1})$ — фаза. Экспоненциальный множитель в данном выражении возникает из-за того, что аналог простой матрицы Джонса $\hat{P}^{-1}$ не имеет такого вида, как в формуле (33). Во-первых, это имеет место из-за учёта интерференции, во-вторых — поскольку она домножена на полный набег фазы в преобразователе поляризации. Чтобы приближённо пользоваться формулами для δ , θ и ω , справедливыми для простой матрицы Джонса (33), надо домножить матрицу $\hat{P}^{-1}$ на член $\exp(-jv)$. При этом следует проверить, что значения фаз, рассчитанных по диагональным и недиагональным элементам матрицы, близки. На рисунке 11б приведён пример зависимости фазы v от длины волны для диапазона 100–150 мкм, рассчитанной для той же АВП. В данном случае вид графика один и тот же для v_1 и v_2 . Угол ω можно найти по формуле

$$\omega = \arctan \left(-\frac{\operatorname{Re}(P_{12}^{-1} \exp(-iv))}{\operatorname{Re}(P_{11}^{-1} \exp(-iv))} \right). \quad (38)$$

Наконец, ретардация системы может быть вычислена следующим образом. Для матрицы $\hat{P}^{-1}$ с недиагональными элементами, близкими к нулю, будет верно

$$\delta = \arg(P_{22}^{-1}) - \arg(P_{11}^{-1}). \quad (39)$$

В общем случае ретардация может быть вычислена через элементы матрицы $\hat{P}^{-1}$, причём в вычислении задействуются не все её элементы. Например:

$$\delta = \arctan \left[\left(\frac{(\operatorname{Im}(P_{11}^{-1} \exp(-iv)))^2 + (\operatorname{Im}(P_{12}^{-1} \exp(-iv)))^2}{(\operatorname{Re}(P_{11}^{-1} \exp(-iv)))^2 + (\operatorname{Re}(P_{12}^{-1} \exp(-iv)))^2} \right)^{0,5} \right]. \quad (40)$$

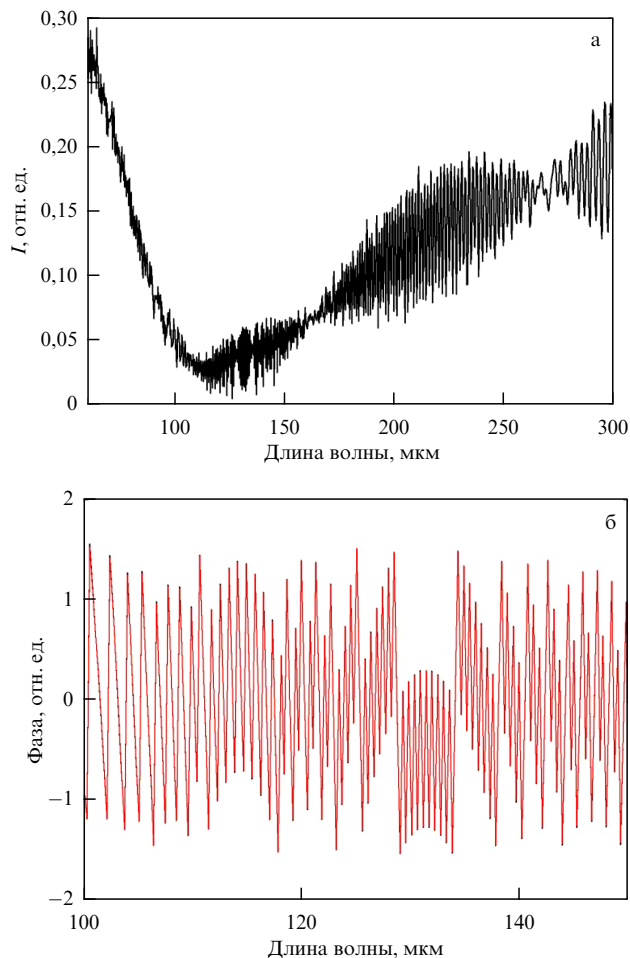


Рис. 11. (а) Зависимость доли интенсивности линейно поляризованного света в полной интенсивности от длины волны для света с поляризацией, преобразованной в круговую с помощью АВП, рассчитанной на диапазон работы 60–300 мкм. (б) Зависимость фазы от длины волны в диапазоне 100–150 мкм для той же АВП. (Займовано из [83].)

Итак, в общем случае непоглощающий ахроматический преобразователь поляризации характеризуется тремя величинами: δ , θ и ω . Последнюю надо учитывать, например, когда преобразуем четвертьволновым преобразователем круговую поляризацию в линейную. Положение плоскости поляризации прошедшего преобразователя света будет зависеть от ω . Поляризация прошедшего ахромат света будет под углом $\omega \pm 45^\circ$ по отношению к оси поляризатора.

Использование матрицы (29), в отличие от матрицы (33), оправдано тогда, когда учёт интерференции в системе необходим с практической точки зрения, например тогда, когда ширина спектральной полосы излучения используемого источника меньше характерной ширины интерференционных максимумов. Оценка ширины спектральной полосы по длине волны может быть сделана по простой формуле: $\Delta\lambda = \lambda^2 \Delta f / c$, где Δf — ширина по частоте. Далее производится сравнение с периодом интерференции, полученным из графика зависимости $\delta(\lambda)$, при том же значении длины волны. Если $\Delta\lambda$ больше периода интерференции, то для расчётов, как правило, можно пользоваться матрицей (33).

Примеры зависимостей $\delta(\lambda)$, $\varphi(\lambda)$ и $\omega(\lambda)$, рассчитанных для случаев матриц Джонса 2×2 и 4×4 (при этом

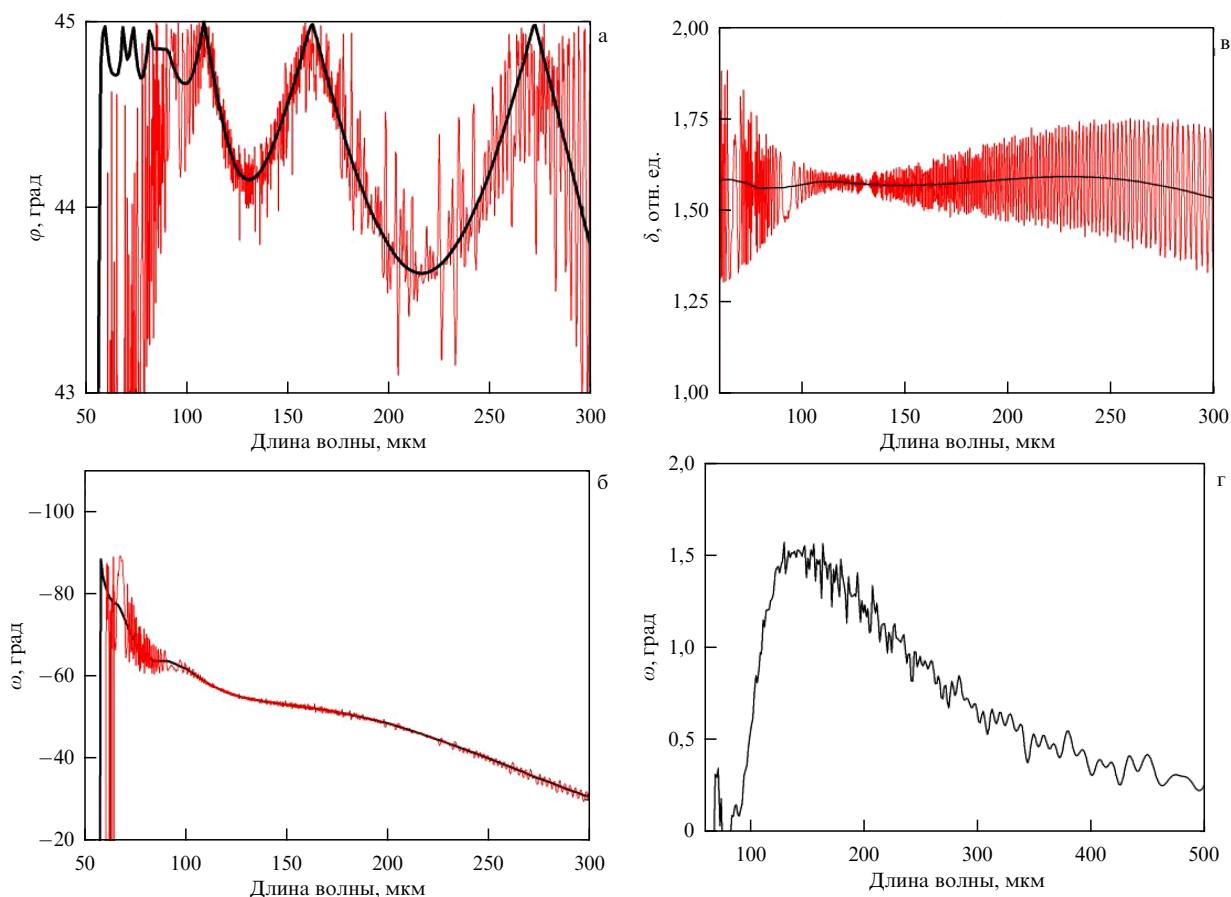


Рис. 12. (а) Зависимость угла ЭОО φ от длины волны для случая использования матрицы Джонса 2×2 (чёрная кривая, без учёта интерференции) и 4×4 (красная кривая, с учётом интерференции). Расчёт проведён для АВП ($\omega \neq \text{const}$), рассчитанной на диапазон работы 60–300 мкм. (б) Зависимость угла поворота эффективного ротатора $\omega(\lambda)$ для данной АВП. (в) Зависимость ретардации $\delta(\lambda)$ для данной АВП. (г) Пример зависимости $\omega(\lambda)$ для АВП, рассчитанной на тот же диапазон работы. (Займствовано из [83].)

$\omega \approx \text{const}$ и $\omega \neq \text{const}$) для перестраиваемой АВП с двусторонним просветляющим покрытием приведены на рис. 12. Из рисунка видно, что формы кривых для случаев различных матриц Джонса совпадают, однако интерференционный вклад, наиболее значимый для $\varphi(\lambda)$ и $\delta(\lambda)$, выражается в "зашумлённости" зависимостей на выделенных длинах волн. Значимость вклада для $\omega(\lambda)$ менее значительна. Отметим, что без просветляющего покрытия зависимость от интерференции будет существенно более выражена. Для АВП зависимости $\delta(\lambda)$ и $\varphi(\lambda)$ будут иметь аналогичный вид, а зависимость $\omega(\lambda)$ будет близка к константе, что видно, например, на рис. 12г, где значение угла во всём диапазоне меняется в пределах двух градусов.

Важным следствием проведённого анализа является то, что на четвертьволновый ахроматический преобразователь поляризации желательно наносить двустороннее просветляющее покрытие, уменьшающее интерференционный эффект. Учёт просветляющего покрытия в анализе заключается в домножении выражения (31) слева и справа на матрицу типа (29), описывающую данное покрытие.

На рисунке 13а в качестве примера приведено измеренное в работе [83] с помощью фурье-спектрометра Vertex 70 пропускание четвертьволновой АВП для диапазона длин волн 60–300 мкм, рассчитанной приведённым выше методом. Рассмотрен набор спектров пропу-

скания АВП, размещённой между парой линейных поляризаторов. Каждый спектр из набора соответствует определённому угловому положению анализатора. Из рисунка видно, что разброс величин пропускания для каждого положения находится в пределах соотношения сигнал/шум фурье-спектрометра, в данном случае составляющего примерно 1:100. Этот факт свидетельствует о том, что пропускание такой системы не зависит от углового положения анализатора, т.е. линейно поляризованный свет эффективно преобразуется в поляризованный по кругу в заданном диапазоне 60–300 мкм.

Оптические свойства приведённой в качестве примера АВП также были исследованы экспериментально с помощью терагерцовых молекулярных лазеров с оптической накачкой — мощным импульсным NH_3 -лазером на длинах волн 90, 148 и 280 мкм и непрерывным лазером на метаноле с длиной волны 118 мкм [89–91].

Вертикально поляризованное лазерное излучение, прошедшее через четвертьволновую АВП, измерялось в зависимости от угла поворота линейного анализатора, стоящего после АВП. Четвертьволновая пластина, зафиксированная под необходимым углом между направлением поляризации лазерного излучения и оптической осью, преобразует линейную поляризацию в круговую. Типичная экспериментальная зависимость сигнала от угла анализатора (он вращался по часовой стрелке) представлена на рис. 13б. Красными кружками показан сигнал

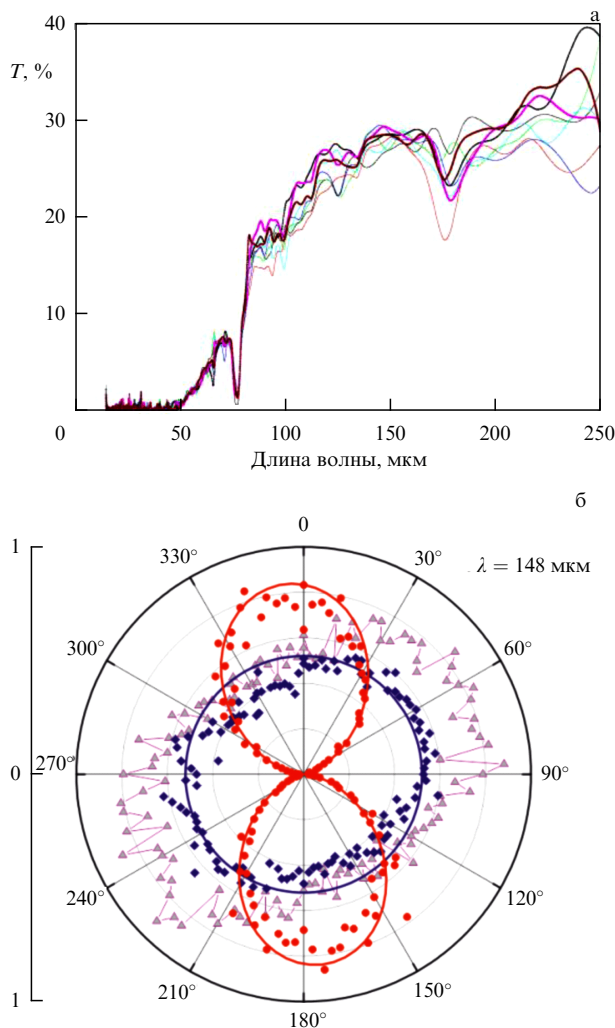


Рис. 13. (а) Зависимость пропускания линейно поляризованного света для $\lambda/4$ АВП от длины волны для разных углов анализатора (т.е. углов поворота линейного поляризатора на выходе АВП). Кривые очень похожи. Небольшое несоответствие кривых связано с относительно низким отношением сигнал/шум спектрометра. (б) Интенсивность излучения лазера без АВП (красные кружки) и при наличии четвертьволновой АВП (синие ромбы) в зависимости от угла поворота анализатора. Сплошные кривые — идеальные характеристики анализатора (красная) и АВП (синяя). Треугольниками показана зависимость сигнала при использовании стандартной четвертьволновой монохроматической пластины на 148 мкм. (Займствовано из [83].)

линейного анализатора в отсутствие АВП (длина волны 148 мкм). Красная кривая — приближение функции анализатора к теоретической $\cos^2 v$, где v — угол поворота анализатора. Синие ромбы — сигнал при наличии АВП. Видно, что отклонение поведения АВП от идеального незначительно. Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость сигнала для обычной монохроматической четвертьволновой пластины (треугольники). Видно, что, несмотря на чуть большее поглощение света, качество преобразования в циркулярную поляризацию у АВП выше. Некоторую степень эллиптичности (порядка 1 %) можно отнести к погрешностям эксперимента, таким как, например, несовершенство поляризатора.

Как было упомянуто выше, расчёт углов поворота и ретардаций отдельных пластин в сборке целесообразно осуществлять с помощью алгоритма моделирования от-

жига. Данный алгоритм представляет собой вероятностный алгоритм, позволяющий найти оптимальное приближение системы некоторой функцией в результате оптимизационного поиска в пространстве нескольких переменных. Данная функция, которую также называют функцией потерь (cost function), описывает сложную систему и зависит от детальной настройки многих частей этой системы. При решении задачи нахождения углов и ретардаций функция потерь представляет собой величину потерь излучения в АВП и описывается уравнением [82]

$$F = \sum_j (w_{PD}(PD_j - 90) + w_{AX}(AX_j - AX_1) + w_{LI}(LI_j - 0)). \quad (41)$$

В последнем уравнении разность фаз PD, оптическая ось AX и линейность LI выведены из расчёта собственных чисел и собственных векторов матрицы Джонса 2×2 и зависят от длины волны. Для получения АВП функция потерь F состоит из фазовой задержки PD, угла оптической оси AX и степени линейности LI на выходе с удельными весами w_{PD} , w_{AX} и w_{LI} соответственно. Значение функции потерь уменьшается путём оптимизации таким образом, что значения искоемых переменных также уменьшаются.

В процессе работы такого алгоритма находится подходящая композиция из нескольких кварцевых пластин для минимизации значения функции потерь, которая соответствует установленным требованиям на фазовую задержку (в работе [82], для примера, установлено отклонение $\pm 3^\circ$), область отклонения оптических осей (там же, $\pm 3^\circ$) и степень линейности на выходе (там же, $\pm 3^\circ$). Описанный алгоритм представляет собой алгоритм поиска локального минимума, и, в отличие от алгоритмов глобального поиска, начинается с первоначального решения, выбранного случайным образом. Далее рассчитывается "соседнее" решение для данного начального решения и рассчитывается изменение функции потерь. Если это изменение происходит в меньшую сторону, то исходное решение заменяется сгенерированным найденным "соседним" решением, в противном случае исходное решение сохраняется. Такой процесс повторяется до тех пор, пока функция потерь, соответствующая сгенерированному решению, находится в пределах заранее определённых критериев.

3.2. Составные волновые пластины с перестраиваемой фазовой задержкой

Как и ахроматические преобразователи поляризации, составные волновые пластины с перестраиваемой фазовой задержкой (СВП) представляют собой сборки специального вида из одинаковых пластин, сделанных из одного и того же материала. В работе [92] показано, что для обеспечения возможности управляемой перестройки фазовой пластины на определённую длину волны с произвольной ретардацией достаточно набора из трёх одинаковых пластин с оптическими осями двулучепреломления крайних пластин, ориентированными параллельно. Крайние пластины ориентированы оптическими осями одинаковым образом, азимут оптической оси средней пластины относительно азимутов крайних под- лежит расчёту по определённой методике. Далее вся конструкция ориентируется под определённым азиму-

тальным углом относительно азимута электрического вектора падающего излучения. Величина этого угла получается из того же расчёта, что и угол взаимной ориентации пластин в сборке. Если сборка смонтирована с возможностью регулировки углов ориентации, т.е. не на клею и не на контакте, то она может быть настроена на целый ряд произвольных длин волн в качестве как четвертьволновой, так и полуволновой пластины с достаточно высокой точностью. Составные ФП являются АВП, но для некоторого, не очень широкого, диапазона длин волн (если рассматривать сборку из трёх ВП) — это управляемые фазовые пластины, представляющие собой преобразователь (в том числе перестраиваемый) поляризации, например поворота плоскости поляризации на произвольный угол. Для расширения диапазона длин волн необходимо, как и для случая АВП в разделе 3.1, увеличение количества пластин в сборке.

Для расчёта СВП требуемой ретардации на заданную длину волны сначала рассчитывается [89] угол поворота α средней пластины по формуле

$$\alpha = 0,5 \arccos \left(\frac{\cos(\delta) \cos(\delta/2) - \cos(\delta_0/2)}{\sin(\delta) \sin(\delta/2)} \right), \quad (42)$$

где $\delta = 2\pi(n_o - n_e)d/\lambda$ (в случае одинаковых волновых пластин $\delta = \delta_1 = \delta_2 = \delta_3$), δ_0 — требуемая ретардация СВП. При этом выбирается приемлемая толщина пластин для обеспечения работы СВП в требуемом диапазоне длин волн. Угол β поворота ЭОО СВП рассчитывается путём подстановки найденного значения α в формулу (37), в которой взяты элементы матрицы типа (33). Далее вычисляются интерференционные поправки на эти углы. Пример результатов расчёта пары данных углов для СВП с ретардацией $\lambda/4$, ориентированной на диапазон работы 60–300 мкм, с помощью матриц Джонса 2×2 , т.е. без учёта интерференционных поправок, приведён на рис. 14а. На рисунке 14б также приведено сравнение поведения ретардаций для описанной СВП при значениях углов, соответствующих ретардации $\lambda/4$ на длине волны 118 мкм, и монохроматической пластины на длине волны 118 мкм. Видно, что на указанной длине волны СВП и обычная монохроматическая волновая пластина ведут себя одинаково.

На рисунке 15 показаны результаты сравнения ретардаций для перестраиваемой СВП и монохроматической ВП (заимствовано из [93]). Здесь описаны случаи полуволновой пластины (а) и четвертьволновой пластины (б). Видно, что достигаются одинаковые значения ретардации для СВП и монохроматической волновой пластины. Следует отметить, что в случае монохроматической волновой пластины также присутствует эффект интерференции.

Примеры теоретических зависимостей ретардации $\delta(\lambda)$, рассчитанных для случаев матриц Джонса 2×2 и 4×4 , показаны на рис. 16 (случай полуволновой и четвертьволновой СВП). Видно, что общий вид кривых для разных матриц Джонса одинаковый, но влияние интерференции приводит к "зашумлённости" кривых на конкретных длинах волн.

Поскольку перестраиваемая волновая пластина предполагает вращение средней пластины относительно крайних, между ними необходимо конструктивно обеспечить воздушную прослойку. При этом для расчёта такой системы с помощью матриц Джонса необходимо помимо

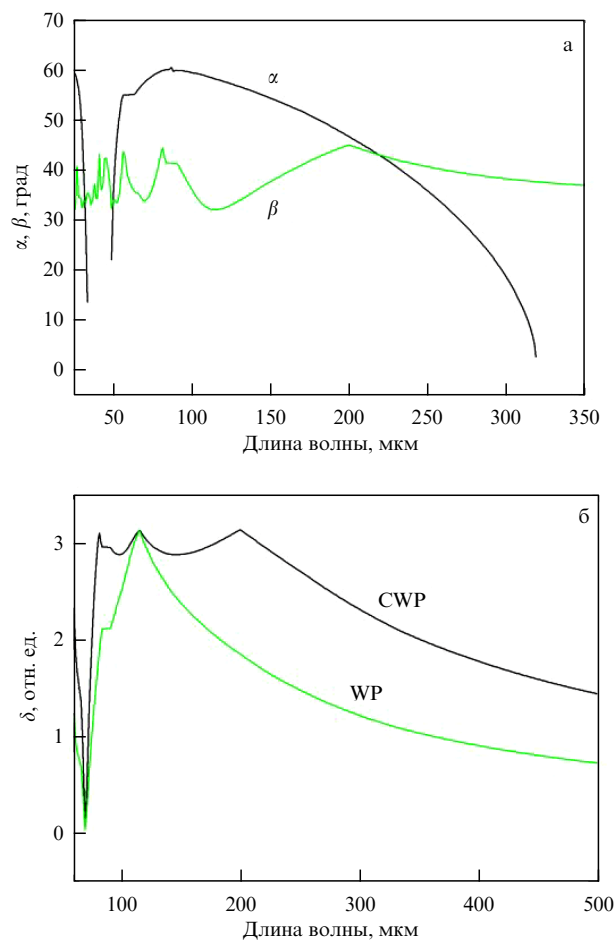


Рис. 14. (а) Зависимость углов поворота средней пластины относительно крайних (α), и ЭОО системы (β), от длины волны, рассчитанные для СВП, работающей в диапазоне 60–300 мкм. (б) Сравнение поведения ретардаций для описанной СВП и монохроматической пластины на длину волны 118 мкм. (Заимствовано из [83].)

матриц типа (10) ввести в систему две матрицы вида

$$\hat{Q}_0 = \begin{pmatrix} \cos\left(2\pi\frac{h}{\lambda_0}\right) & i\sin\left(2\pi\frac{h}{\lambda_0}\right) & 0 & 0 \\ i\sin\left(2\pi\frac{h}{\lambda_0}\right) & \cos\left(2\pi\frac{h}{\lambda_0}\right) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\left(2\pi\frac{h}{\lambda_0}\right) & i\sin\left(2\pi\frac{h}{\lambda_0}\right) \\ 0 & 0 & i\sin\left(2\pi\frac{h}{\lambda_0}\right) & \cos\left(2\pi\frac{h}{\lambda_0}\right) \end{pmatrix}, \quad (43)$$

описывающие воздушную прослойку. Здесь h — толщина воздушной прослойки, λ_0 — длина волны, на которую рассчитана СВП. Следует отметить, что необходимость обеспечения воздушной прослойки существенно усложняет изготовление подобного прибора, поскольку желательно обеспечить сколь возможно большую параллельность всех пластин при минимальной величине воздушного зазора (единицы мкм). В случае клиновидного зазора расчёт данной системы методом Джонса также возможен в случае, если величина клина известна, что на практике маловероятно. При этом в расчёт вводится интегрирование по маленьким площадям пластин, соответствующим конкретной величине зазора в данной точке.

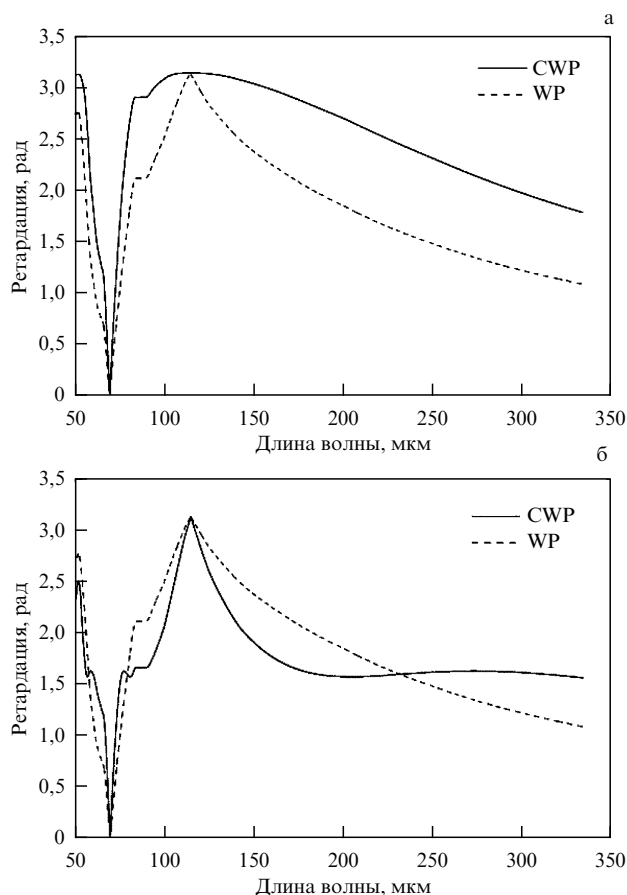


Рис. 15. (а) Сравнение ретардаций перестраиваемой СВП на $\lambda/2$, длина волны 120 мкм, и монохроматической ВП для той же длины волны. (б) Сравнение ретардаций перестраиваемой СВП на $\lambda/4$, длина волны 230 мкм, и монохроматической ВП для той же длины волны. (Займствовано из [93].)

В качестве примера расчёта можно рассмотреть случай превращения линейной поляризации в круговую. Зависимость I доли интенсивности линейно поляризованного света в полной интенсивности от длины волны рассчитывается, как и для случая ахроматического преобразователя, по формуле (34). Алгоритм поиска минимума данной величины, как функции пары углов (α , β) положения оптической оси средней пластины относительно крайних и поворота всей системы как целого, следующий. Строится двумерная зависимость $I(\alpha, \beta)$, поскольку все величины, входящие в формулу (34), зависят от этих углов. Далее находится пара, для которой величина будет наименьшей. Интерференционные поправки на (α , β) за счёт использования матриц вида (29) по сравнению с матрицами вида (33) могут достигать величин нескольких градусов.

Экспериментальная апробация метода проведена с использованием фурье-спектрометра Vertex 70 и описана в работе [93]. В этой работе приведены результаты сравнения теоретически рассчитанных и экспериментально полученных спектров пропускания перестраиваемых СВП на $\lambda/2$ для длин волн 120 и 250 мкм, а также СВП на $\lambda/4$ для длины волны 220 мкм, расположенных между двумя параллельными линейными поляризаторами. Теоретическое пропускание рассчитывалось путём умножения матрицы Джонса системы на матрицы поляризаторов. Показано, что в диапазонах длин волн 105–130 и 230–270 мкм пропускание СВП на $\lambda/2$ близко к нулю, т.е.

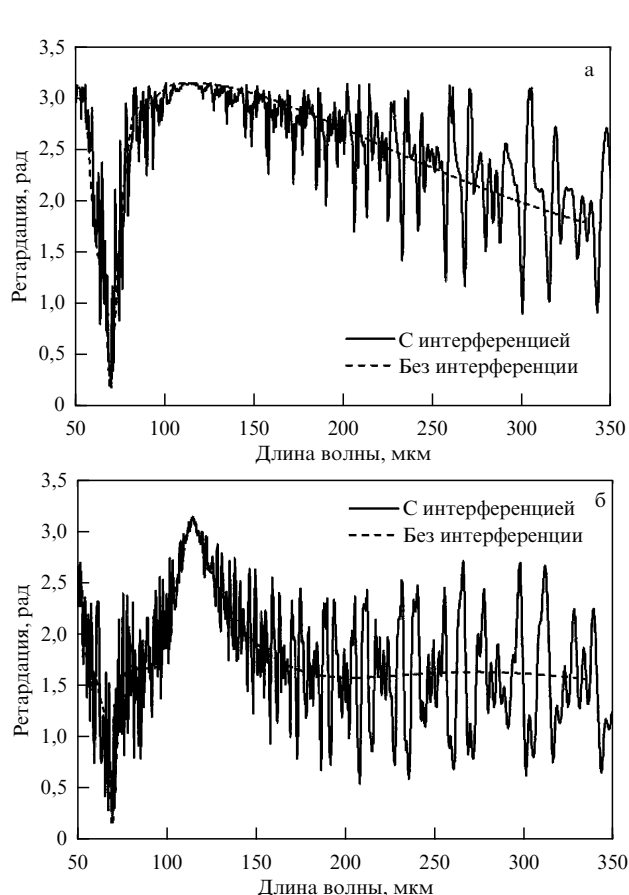


Рис. 16. (а) Сравнение ретардации СВП $\lambda/2$ с учётом и без учёта влияния интерференции, длина волны 115 мкм. (б) Сравнение ретардации СВП $\lambda/4$ с учётом и без учёта влияния интерференции, длина волны 250 мкм. (Займствовано из [93].)

в данных диапазонах рассматриваемая СВП действительно работала как волновая пластинка $\lambda/2$. Для СВП на $\lambda/4$ продемонстрировано, что пропускание системы не зависит от углового положения анализатора, т.е. линейная поляризация действительно преобразована в круговую в указанном диапазоне.

Следует отметить, что диапазон перестройки регулируемой СВП зависит от толщины пластин в сборке (и, конечно, от точности ретардации отдельных волновых пластин) и при использовании 3–4 различных комплектов может охватывать весь ТГц-диапазон. Также следует отметить, что СВП допускает трансформацию поляризации в целом, т.е. не только от линейной в круговую и наоборот, но также между эллиптическими (с заданным соотношением осей и углом между осями входного и выходного света).

Все экспериментальные результаты, обсуждаемые в работе [93], демонстрируют хорошее согласование теории с экспериментом. Все эксперименты согласуются с описанной выше теоретической моделью, предложенной на основе расчёта СВП, что позволило ООО "Тидекс" [94] рассчитывать и производить коммерческие перестраиваемые СВП ТГц-диапазона (рис. 17а). У таких СВП чистая апертура не менее 24 мм, толщина каждой из ВП, входящих в сборку, 1,229 мм, расстояние между пластинами 3,19 или 2,81 мм в зависимости от диаметра пластин. Рабочий диапазон для режима полуволновой ВП 80–160 мкм, для четвертьволновой ВП 150–300 мкм,

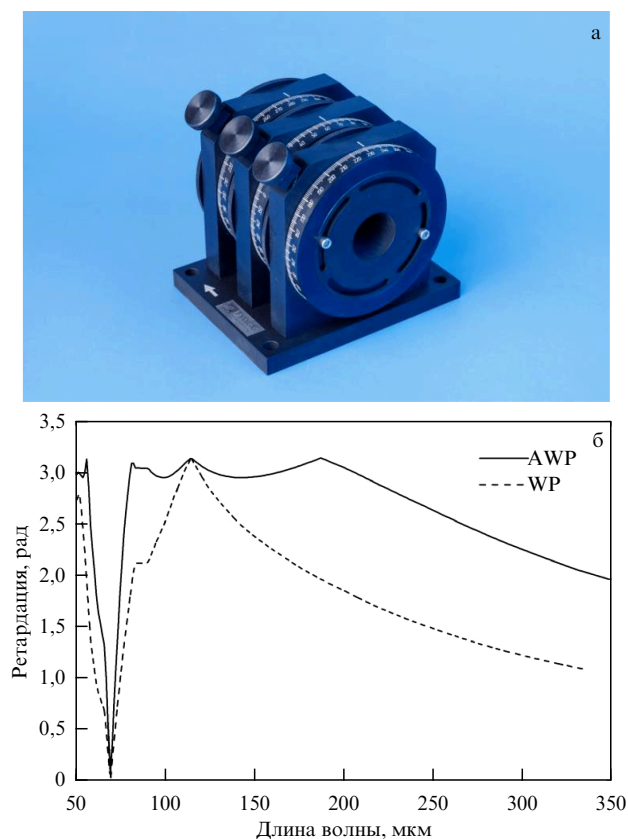


Рис. 17. (а) Перестраиваемая СВП, выпускаемая ООО Тидекс [94]. (б) Сравнение теоретического и экспериментального спектров пропускания перестраиваемой СВП, настроенной для работы как АВП (заимствовано из [93]).

а для режима работы в качестве фильтра Шольца (описание см. далее) 120 мкм при данных фиксированных толщинах пластин.

Также перестраиваемую СВП можно использовать в качестве ахроматической волновой пластины (АВП) в малом диапазоне длин волн. Теория расчёта АВП описана выше в разделе 3.1. На рисунке 17б приведено сравнение теоретического и экспериментального спектров пропускания перестраиваемой СВП, настроенной для работы как АВП. Видно, что в диапазоне длин волн 60–180 мкм данную систему можно использовать в качестве полуволновой АВП с точностью ретардации около $\pm 5\%$.

В работе [95] описана ахроматическая четвертьволновая пластина, состоящая из кварцевой пластины и пластины MgF_2 , работающая в ИК-диапазоне. В работе [96] описана аналогичная сборка для ТГц-диапазона длин волн. В работе [97] представлены экспериментальные результаты по серии ТГц ахроматических четвертьволновых пластин. Ширина спектрального диапазона, в котором работает сборка ВП, описывается величиной "коэффициента расширения частоты" (frequency expansion factor (FE)): $\text{FE} = f_{\text{max}}/f_{\text{min}}$ (здесь f_{min} — частота, на которой отклонение ретардации не превышает 3%). Авторы показали, что существует две особенности поведения FE: 1) FE всегда равен количеству монохроматических ВП в сборке, 2) частотный диапазон работы АВП можно сместить, увеличив толщину каждой из пластин в сборке на один и тот же множитель, согласно условию $D_i = kd_i/f_{\text{min}}$. Данные особенности были протестированы

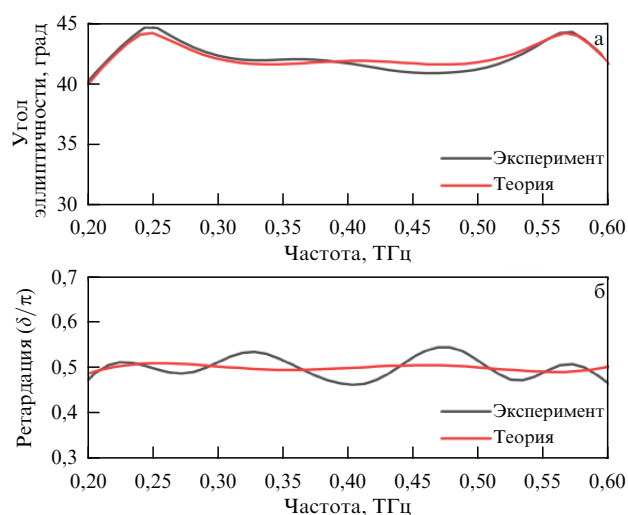


Рис. 18. (а) Угол эллиптичности (чёрная линия) $\lambda/4$ АВП для диапазона 0,2–0,6 ТГц. Также представлено сравнение с моделью (красная линия). (б) Ретардация (чёрная линия) $\lambda/4$ АВП для того же диапазона и сравнение с моделью (красная линия). (Заимствовано из [97].)

дляборок с FE, менявшимся от 2 до 6. Толщины и углы поворота пластин были подобраны с использованием simulated annealing algorithm. Экспериментальная проверка осуществлялась на двух АВП в диапазоне частот 0,2–0,6 ТГц и 0,2–1,2 ТГц с использованием ТГц-спектрометра во временном представлении. Спектрометр использовался для определения углов эллиптичности и коэффициента пропускания АВП $\lambda/4$ с использованием трёх поляризаторов. В качестве ТГц-излучателя и детектора использовались две фотопроводящие антенны. Схема установки ТГц-спектрометра аналогична представленной в разделе 2 на рис. 2а. Для каждой АВП было проведено два измерения для определения угла эллиптичности. Анализатор был повернут на угол 45° или 315° относительно ориентации исходной поляризации. Связь измеренных таким образом величин электрических полей во временном представлении с углом эллиптичности ϕ и ретардацией δ можно рассчитать, опираясь на фундаментальные формулы, изложенные выше. На рисунке 18 приведены в качестве примера взятые из работы [97] измеренные и рассчитанные угол эллиптичности и ретардация для $\lambda/4$ АВП диапазона 0,2–0,6 ТГц. Осцилляции на рисунке вызваны интерференционным эффектом.

Следует учитывать, что слишком большое количество пластин в сборке неэффективно в силу возрастания поглощения падающего излучения. Так, в работе [82] описан расчёт по формализму Джонса на спектральный диапазон 1,3–1,8 ТГц для АВП $\lambda/4$, состоящей из сборки из девяти монохроматических волновых пластин. При расчёте также был применён алгоритм моделирования отжига. В результате АВП показала хорошие поляризационные параметры, но имела невысокую степень пропускания.

Системы двулучепреломляющих пластин с оптической осью двулучепреломления, расположенной в их плоскости, могут найти и ещё одно интересное применение. В частности, в [93] показано, что система из трёх пластин, расположенных между двумя скрещенными поляризаторами, может служить в качестве терагерцового спектроанализатора.

Спектроскопическая задача в общем случае формулируется следующим образом [98]. Пусть пучок света с неизвестным спектральным составом падает на систему, представляющую собой неселективный (интегральный) приёмник излучения и спектроскопическую приставку. Эта приставка будет описываться некоторой аппаратной функцией $K(\lambda, \gamma)$, где λ — длина волны излучения, γ — обобщённая координата, связанная с управлением спектрометром. В качестве примеров подобных систем можно привести интерферометр Фабри–Перо с аппаратной функцией [99] вида $K(\lambda, \gamma) \sim (1 + \cos(2\pi\gamma/\lambda))$ или интерферометр Майкельсона [100] и др. Решение спектроскопической задачи направлено на поиск спектрального распределения падающего на систему излучения по отклику системы с известной аппаратной функцией. Такая задача относится к классу "некорректных" и предполагает решение уравнения Фредгольма первого рода

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K(\lambda, \gamma) I(\lambda) d\lambda = F(\gamma). \quad (44)$$

Нужно восстановить исходный спектр исследуемого сигнала $I(\lambda)$, зная зависимость $F(\gamma)$, измеренную экспериментально в процессе работы прибора. Пределы изменения λ и γ — известные числа. При этом ядром Фредгольма является аппаратная функция. Подобная задача решается численными методами, в частности, методом регуляризации и др.

В качестве "спектроскопической приставки" может быть взята система кварцевых пластин. Показано, что для наилучшего решения задачи достаточно взять три такие пластины, чтобы крайние пластины в сборке имели одинаковую толщину, а средняя пластина отличалась от толщины крайних в 0,8–1 раз. При таких условиях ранг матрицы, представляющей собой ядро Фредгольма, наибольший.

Аналитическое выражение для ядра Фредгольма такой системы очень громоздко. Это ядро представляет собой пропускание системы кварцевых пластин между двумя скрещенными поляризаторами в зависимости от углов поворота пластин, что равно квадрату модуля недиагональной компоненты произведения матриц Джонса, в простейшем случае вида (33). Интерференционные поправки в ядро и учёт прослойки воздуха, обеспечивающей вращение пластин, осуществляются с помощью алгоритма из раздела 3.2, т.е. путём перемножения матриц вида (29) и (43). Пример функций $I(\lambda)$ и $F(\gamma)$ приведён на рис. 19а (заимствовано из [83]). В качестве параметра γ в данном случае выступает некоторая обобщённая координата, связанная с углами поворота средней пластины относительно крайних и системы как целого. Из рисунка видно, что ядро уравнения имеет весьма сложный вид, так же как и функция $F(\gamma)$, при достаточно простом виде функции $I(\lambda)$.

Авторы описали ход численного решения подобной задачи по известным (модельным) функциям $F(\gamma)$. После дискретизации уравнения получаются плотно заполненные квадратные матрицы, плохо обусловленные и неустойчивые по погрешностям в правых частях. Одним из методов решения являлся метод глобальной минимизации [101] для функции $I(\lambda)$, представляющей собой суперпозицию симметричных или асимметричных пиков (рис. 19б) (заимствовано из [83]), что вполне разумно с

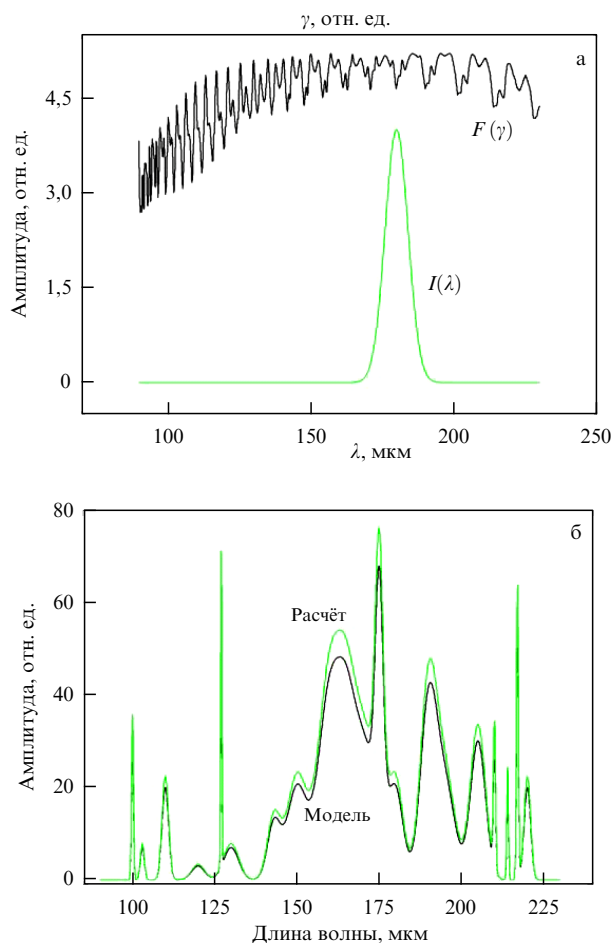


Рис. 19. (а) Пример отклика, т.е. функции $F(\gamma)$, в ответ на известную функцию $I(\lambda)$ гауссова вида. (б) Заданная и вычисленная функции $I(\lambda)$, представляющая собой суперпозицию нескольких пиков. В отсутствие возмущений правой части уравнения восстановление функции происходит с хорошей точностью. (Заимствовано из [83].)

точки зрения спектроанализа. Физически обоснованные решения были получены после параметризации пиков функциями, моделирующими асимметричный пик рядами Эджворта (Edgeworth) [102]:

$$A(x) = A_G(x) + \sum_{k=3}^{\infty} (-1)^k \frac{\beta_k}{k!} A_G^{(k)}(x), \quad (45)$$

где $A_G, A_G^{(k)}$ — функция плотности нормального распределения и её производные, β_k — квазимоменты, которые нелинейно выражаются через кумулянты K_n . Параметрами ряда Эджворта рассматривали кумулянтные коэффициенты $\gamma_n = K_n/K_2^{n/2}$. В частности, $\gamma_3 = K_3/K_2^{3/2}$ — коэффициент асимметрии пика, $\gamma_4 = K_4/K_2^2$ — коэффициент эксцесса (характеризует отклонение распределения от гауссова в сторону более или менее острой вершины пика). Далее рассматривался конечный ряд Эджворта с учётом варьируемых кумулянтных коэффициентов $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_{10}$. Оптимальные значения этих коэффициентов находили по методу наименьших квадратов:

$$F = \sum (Y_i^{\text{experim}} - Y_i^{\text{theor}})^2 \rightarrow \min. \quad (46)$$

Было установлено, что функционал F многоэкстремален, поэтому принципиальным моментом было использование метода глобального поиска минимума функционала [101]. Повышение устойчивости решения к возмущениям

функции $F(\gamma)$, возникающим в условиях реального спектроаналитического эксперимента, предложено путём использования метода регуляризации А.Н. Тихонова, в котором рассматривается задача минимизации параметрического функционала вида

$$\Phi_x(A, \tilde{b}, x) = \|Ax - \tilde{b}\|_2^2 + \alpha^2 \|Lx\|_2^2, \quad (47)$$

где α — параметр регуляризации, $\tilde{b}$ — реализация вектора правой части со случайными возмущениями, x — регуляризованное решение задачи, L — дискретный оператор дифференцирования первого порядка

$$L = \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -1 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 & -1 \end{pmatrix}. \quad (48)$$

Опираясь на [98, 103], авторы выбирают параметр

$$\alpha^2 = \frac{\delta \times \sigma_{\max}^2(A)}{\|\tilde{b}\|_2 + \delta},$$

предполагая, что матрица A задана точно и возмущения задачи определяются только возмущениями вектора правой части b , где $\|\tilde{b} - b\| \leq \delta$, а $\sigma_{\max}(A)$ — максимальное сингулярное число матрицы A . Минимизация функционала Тихонова осуществлялась с использованием метода расширенных регуляризованных систем [104]. Авторам [83] удалось получить физически обоснованные решения, однако их точность на момент выхода их работы не позволяла использовать результаты в практических целях.

3.3. Поляризационные фильтры терагерцового диапазона

Поляризационным фильтрам различных типов для ИК и видимого диапазона посвящено огромное количество работ [105–121]. Данные объекты были созданы несколько десятилетий назад. Однако их адаптация для ТГц-диапазона длин волн началась сравнительно недавно. Известны два основных вида составных поляризационных фильтров: фильтры Шольца и Лيو [85]. Фильтры Лيو были разработаны в 1930–1940-х гг. и представляют собой последовательность ВП разной толщины, разделённых линейными поляризаторами (рис. 20а).

Фильтры Шольца состоят из набора одинаковых фазовых пластин с чередующимися с противоположным знаком равными азимутальными углами ρ оптических осей между скрещенными поляризаторами (чередующийся фильтр Шольца, угол k -го поляризатора $\phi_k = (-1)^k \rho$, $k = 0, 1, \dots$), или веерно меняющимися с последовательным доворотом на один и тот же азимутальный угол оптическими осями поляризаторов (веерный фильтр Шольца, $\phi_k = (2k + 1)\rho$, $k = 0, 1, \dots$). Фильтр Шольца уступает фильтру Лيو в подавлении вторичных максимумов вблизи полосы пропускания. При этом его полоса пропускания несколько уже, а коэффициент пропускания выше [108]. Фильтры Шольца можно сделать перестраиваемыми с использованием активных управляемых ВП, таких как электрооптические [122] или жидкие кристаллы [123].

Чередующийся (folded) фильтр Шольца [124] (рис. 20б) состоит из серии чётного числа полуволновых пластин для частоты f_c , расположенных между скрещенными поляризаторами. Каждая из волновых пластин попеременно ориентирована под азимутальным углом ρ

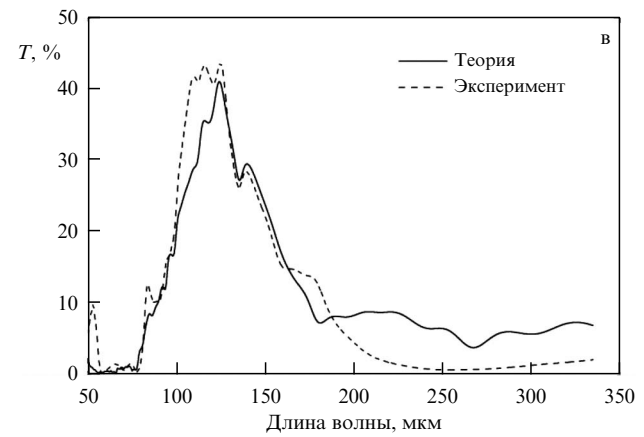
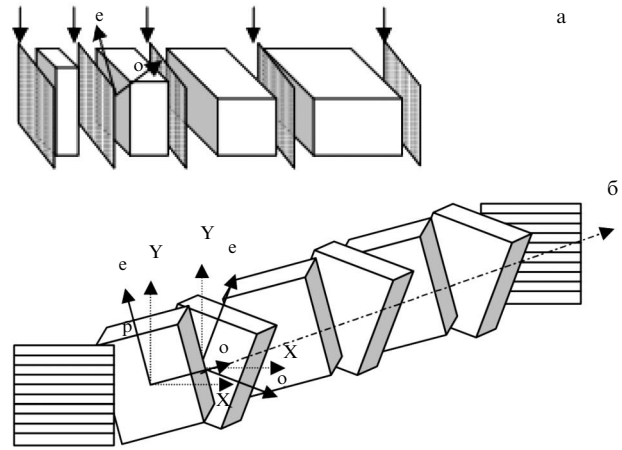


Рис. 20. (а) Пример фильтра Лيو (заимствовано из [110]). (б) Чередующийся (folded) фильтр Шольца (заимствовано из [124]). (в) Теоретический и экспериментальный спектры пропускания перестраиваемой СВП, настроенной в режиме фильтра Шольца на длине волны 125 мкм (заимствовано из [93]).

и $-\rho$ относительно направления поляризации падающей электромагнитной волны. Расчёт фильтра Шольца описан, например, в [85]. Центральная частота f_c фильтра определяется выражением

$$f_c = \frac{(2m + 1)c}{2(n_e - n_o)d}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (49)$$

где n_o и n_e — показатели преломления обыкновенных и необыкновенных волн соответственно, d — толщина каждой волновой пластинки, m — порядок полуволновой пластинки, c — скорость света в вакууме. Используя матричный метод Джонса и тождество Чебышева [125], можно записать пропускание фильтра Шольца как

$$T = \left| \tan(2\rho) \cos \chi \frac{\sin(N\chi)}{\sin \chi} \right|^2. \quad (50)$$

В уравнении (50) $\cos \chi = \cos(2\rho) \sin(\Gamma/2)$, где Γ — частотно-зависимая ретардация каждой пластины, N — чётное и представляет собой количество пластин. Кроме того, уравнение (50) сводится к $T = \sin^2(2N\rho)$ при $\Gamma = (2m + 1)\pi$. Таким образом, коэффициент пропускания фильтра при f_c составляет 100 %, если $\rho = \pi/4N$.

В работе [126] описан составной ТГц-фильтр Шольца на основе двух управляемых жидкокристаллических волновых пластин, расположенных между двумя параллельными проволочными поляризаторами, и продемонстри-

ровано пропускание этого фильтра в полосе 0,176–0,793 ТГц.

В работе [127] был продемонстрирован перестраиваемый ТГц-фильтр Лео в диапазоне частот от 0,388 до 0,564 ТГц, также на основе жидкокристаллических волновых пластин.

Расчёт поляризационных фильтров на основе эффекта двулучепреломления, основанный на формализме Джонса, развит в ряде работ, например [108, 109, 112, 118, 120, 121, 128–130] и ещё в десятках работ. При этом большая часть экспериментально созданных фильтров Шольца работала вне ТГц-диапазона длин волн.

Эксперименты [93] показали, что СВП (удобно использовать перестраиваемую) можно использовать в качестве фильтра Шольца в случае определённого выбора углового положения пластин. Углы в данном случае составляют +15, –15 и +15 градусов (что связано со скрещенным (crossed) фильтром Шольца) — они были рассчитаны исходя из теории, описанной в [128]. Возможности перестройки полосы пропускания данного фильтра нет, поскольку эта полоса зависит от толщины пластин в наборе. Для работы в таком режиме необходимо расположить СВП между скрещенными линейными поляризаторами. На рисунке 20в показано сравнение теоретического и экспериментального спектров пропускания данной системы. Система представляет собой фильтр Шольца на длину волны 125 мкм. Видно, что эксперимент весьма хорошо согласуется с теорией. Небольшое несоответствие кривых связано с относительно низким отношением сигнал/шум спектрометра в обсуждаемом диапазоне длин волн.

4. Заключение

В настоящем обзоре рассмотрены приборы, преобразующие поляризацию ТГц-излучения, начиная от простых элементарных преобразователей и заканчивая более сложными комбинированными приборами. Показано, что существует целый ряд работ, посвящённых ТГц поляризационным приборам, в том числе экзотические варианты, на основе метаматериалов, графена и др. Однако наибольшее распространение получили приборы кварцевой поляризационной оптики благодаря их универсальности и относительной простоте изготовления. Экспериментально показано, что возможно настроить перестраиваемую составную кварцевую волновую пластину на разный характер преобразования поляризации: как четвертьволновую или полуволновую (либо с иной заданной фазой) пластинку в широком диапазоне длин волн. Также её можно использовать в качестве полосового фильтра Шольца. ТГц-поляриметрия является неотъемлемой частью ТГц-спектроскопии для полного анализа характеристик ТГц-излучения. Данная область оптики будет развиваться и дальше.

Исходя из приведённого обзора дальнейшее развитие ТГц-поляризационной оптики может быть связано с улучшением качества изготавливаемых приборов и компонентов: точности изготовления кварцевых и сапфировых пластин по углу относительно кристаллографических осей, качества и точности намотки проволоки и увеличением размеров до сотен миллиметров в диаметре для проволочных поляризаторов. Улучшение характеристик перестраиваемых преобразователей поляризации может быть связано с повышением механической точности оправ пластин, что позволит если не полностью устраи-

нить, то существенно уменьшить ширину воздушных прослоек между пластинами. Алгоритмы расчёта поляризационной оптики достаточно хорошо известны и отработаны, и маловероятно, что они будут нуждаться в улучшении. В целях улучшения характеристик (степени поляризации, размеров, ширины спектра) будут продолжаться работы над экзотическими устройствами преобразования поляризации, но в среднесрочной перспективе они вряд ли будут иметь коммерческую значимость.

Список литературы

1. Federici J F et al. *Semicond. Sci. Technol.* **20** S266 (2005)
2. Friederich F et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **1** 183 (2011)
3. Ajito K, Ueno Y *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **1** 293 (2011)
4. Humphreys K et al., in *The 26th Annual Intern. Conf. of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, San Francisco, CA, USA, 2004*, p. 1302, <https://doi.org/10.1109/IEMBS.2004.1403410>
5. Zhang X-C, Xu J *Introduction to THz Wave Photonics* (New York: Springer-Verlag, 2010) pp. 49–52, https://doi.org/10.1007/978-1-4419-0978-7_3
6. Taylor Z D et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **1** 201 (2011)
7. Nuss M C, Orenstein J, in *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids* (Topics in Applied Physics, Vol. 74, Eds G Grüner) (Berlin: Springer, 2007) p. 7, <https://doi.org/10.1007/BFb0103419>
8. Gong Y et al. *Microw. Opt. Technol. Lett.* **63** 1605 (2021)
9. Bréhat F, Wyncke B *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **18** 1663 (1997)
10. Zubair A et al. *Appl. Phys. Lett.* **108** 141107 (2016)
11. Kyoung J et al. *Nano Lett.* **11** 4227 (2011)
12. Anjali, Varshney R, Kumar S *J. Opt. Soc. Am. B* **40** 1688 (2023)
13. Zaman A M et al. *Front. Nanotechnol.* **5** 1 (2023) <https://doi.org/10.3389/fnano.2023.1057422>
14. Yan F et al. *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves* **34** 489 (2013)
15. TYDEX. THz Film Polarizers, https://www.tydexoptics.com/products/thz_polarizers/thz_polarizers1/
16. Vickers D G, Robson E I, Beckman J E *Appl. Opt.* **10** 682 (1971)
17. Martin D H, Puppelt E *Infrared Phys.* **10** 105 (1970)
18. Costley A E et al. *J. Opt. Soc. Am.* **67** 979 (1977)
19. Sentz A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **49** 926 (1978)
20. Shapiro J B, Bloemhof E E *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **11** 973 (1990)
21. Hu Y et al. *J. Aerospace Eng.* **233** 1916 (2019) <https://doi.org/10.1177/0954410018791888>
22. TYDEX. THz Wire Grid Polarizers, https://www.tydexoptics.com/products/thz_polarizers/thz_polarizers/
23. Moon S, Kim D J. *Opt. Soc. Am. A* **23** 199 (2006)
24. Liao Y-L, Zhao Y *Opt. Quantum Electron.* **46** 641 (2014)
25. Lalanne P, Hugonin J-P J. *Opt. Soc. Am. A* **15** 1843 (1998)
26. Haggans C W, Li L, Kostuk R K J. *Opt. Soc. Am. A* **10** 2217 (1993)
27. Kim D, Burke K *Appl. Opt.* **42** 6321 (2003)
28. Thurman S T, Morris G M *Appl. Opt.* **42** 3225 (2003)
29. Chen C, Lu Z, Zhao B *Proc. SPIE* **4223** 101 (2000)
30. Boedecker G, Henkel C *Opt. Express* **11** 1590 (2003)
31. Koschny T et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 107402 (2004)
32. Li L J. *Opt. Soc. Am. A* **13** 1870 (1996)
33. Dai M et al. *Opt. Express* **23** 15390 (2015)
34. Горелик Г С *Колебания и волны: Введение в акустику, радиофизику и оптику* (М.: Физматгиз, 1959)
35. Dorn R, Quabis S, Leuchs G *J. Mod. Opt.* **50** 1917 (2003)
36. Dorn R, Quabis S, Leuchs G *Phys. Rev. Lett.* **91** 233901 (2003)
37. Quabis S et al. *Opt. Commun.* **179** 1 (2000)
38. Hall D G *Opt. Lett.* **21** 9 (1996)
39. Zhan Q *Adv. Opt. Photon.* **1** 1 (2009)
40. Gori F, Guattari G, Padovani C *Opt. Commun.* **64** 491 (1987)
41. Quabis S, Dorn R, Leuchs G *Appl. Phys. B* **81** 597 (2005)
42. Novotny L, Hecht B *Principles of Nano-Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006)
43. Maekawa A, Uesaka M, Tomizawa H, in *Proc. of the 30th Intern. Free Electron Laser Conf., FEL08, Gyeongju, Korea*, pp. 435–438; <https://jacow.org/FEL2008/papers/TUPPH082.pdf>
44. Machavariani G et al. *Opt. Commun.* **281** 732 (2008)
45. TYDEX. THz Waveplates, https://www.tydexoptics.com/products/thz_polarizers/thz_waveplate/
46. Википедия. Призма Волластона, https://ru.wikipedia.org/wiki/Призма_Волластона#/media/File:Wollaston-prism.svg
47. Азимут Фотоникс. Призмы Волластона ThorLabs, <https://azimp.ru/thorlabs/wollaston-polarizer/>
48. StudFiles. Санкт-Петербургский гос. ун-т информационных технологий, механики и оптики. Лабораторная работа № 16

- "Определение концентрации раствора сахара с помощью поляриметра", <https://studfile.net/preview/6074976/>
49. Bennett J M, in *Handbook of Optics* (Ed. in Chief M Bass) 2nd ed. (New York: McGraw-Hill, 1995) pp. 3.13–3.14
 50. Archard J F, Taylor A M *J. Sci. Instrum.* **25** 407 (1948)
 51. Википедия. Призма Глана–Тейлора, https://ru.wikipedia.org/wiki/Призма_Глана_-_Тейлора#/media/Файл:Glan-taylor.png; <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Glan-foucault.png?uselang=ru>
 52. Fan J-Y, Li H-X, Wu F-Q *Opt. Commun.* **223** 11 (2003)
 53. Vardaxoglou J C *Frequency Selective Surfaces: Analysis and Design* (Electronic and Electrical Engineering Research Studies. Antennas Ser., Vol. 10) (Taunton: Research Studies Press, New York: J. Wiley, 1997)
 54. Munk B A *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design* (New York: John Wiley, 2000)
 55. Wu T-K, in *Encyclopedia of RF and Microwave Engineering* (Ed. K Chang) (Hoboken, NJ: John Wiley, 2005)
 56. Suresh Kumar N et al. *Crystals* **11** 518 (2021)
 57. Yen T J et al. *Science* **303** 1494 (2004)
 58. Moser H O et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 063901 (2005)
 59. Peralta X G et al. *Opt. Express* **17** 773 (2009)
 60. Pisano G et al. *Appl. Opt.* **55** 10255 (2016)
 61. Acuna G et al. *Opt. Express* **16** 18745 (2008)
 62. Strikwerda A C et al. *Opt. Express* **17** 136 (2009)
 63. Masson J-B, Gallot G *Opt. Lett.* **31** 265 (2006)
 64. Zhang X et al. *Opt. Mater. Express* **10** 282 (2020)
 65. Cong L et al. *Laser Photon. Rev.* **8** 626 (2014)
 66. Kawada Y et al. *Opt. Lett.* **39** 2794 (2014)
 67. Nagai M et al. *Opt. Lett.* **39** 146 (2014)
 68. Kanda N, Konishi K, Kuwata-Gonokami M *Opt. Express* **15** 11117 (2007)
 69. Hsieh C-F et al. *Opt. Lett.* **31** 1112 (2006)
 70. Tsai T-R et al. *Appl. Opt.* **42** 2372 (2003)
 71. Pan R-P et al. *Mol. Cryst. Liquid Cryst.* **409** 137 (2004)
 72. Chen C-Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **83** 4497 (2003)
 73. Chen C-Y et al. *Opt. Express* **12** 2625 (2004)
 74. Tsai T-R et al. *IEEE Microwave Wireless Comp. Lett.* **14** 77 (2004)
 75. Zhang B, Gong Y *Opt. Express* **23** 14897 (2015)
 76. Drysdale T D et al. *Electron. Lett.* **37** 149 (2001)
 77. Drysdale T D et al. *IEEE Trans. Antennas Propag.* **51** 3072 (2003)
 78. Savini G, Pisano G, Ade P A R *Appl. Opt.* **45** 8907 (2006)
 79. Pancharatnam S *Proc. Indian Acad. Sci.* **41** 130 (1955)
 80. Ma J et al. *Chin. J. Astron. Astrophys.* **8** 349 (2008)
 81. Kang G et al. *Opt. Express* **18** 1695 (2010)
 82. Chen Z et al. *Opt. Commun.* **311** 1 (2013)
 83. Kaveev A K et al. *Appl. Opt.* **52** B60 (2013)
 84. TYDEX. THz Broad-Band Phase Transformers, https://www.tydexoptics.com/products/thz_polarizers/thz_converters/
 85. Yariv A, Yeh P *Optical Waves in Crystal: Propagation and Control of Laser Radiation* (New York: John Wiley and Sons, 1984) pp. 132–158
 86. Clark Jones R J. *Opt. Soc. Am.* **31** 488 (1941)
 87. Kirkpatrick S, Gelatt C D (Jr.), Vecchi M P *Science* **220** 671 (1983)
 88. Press W H et al. *The Art of Scientific Computing* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997)
 89. Schneider P et al. *J. Appl. Phys.* **96** 420 (2004)
 90. Kvon Z-D et al. *Physica E* **40** 1885 (2008)
 91. Ganichev S, Prettl W *Intense Terahertz Excitation of Semiconductors* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2006) <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198528302.001.0001>
 92. Даршт М "Влияние среды и внешних воздействий на распространение поляризованного света", Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Челябинск: Челябинский гос. техн. ун-т, 1996)
 93. Kaveev A K et al. *Appl. Opt.* **53** 5410 (2014)
 94. TYDEX. Tunable THz Polarization Converter, https://www.tydexoptics.com/products/thz_polarizers/tunable_thz_polarization_converter/
 95. Zhang T, Popov D, Khodzitsky M, in *Proc. of the 46th Intern. Conf. on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, IRMMW-THz, 29 August 2021–03 September 2021, Chengdu, China*, <https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz50926.2021.9567029>
 96. Rosenberg W J, Title A M *Proc. SPIE* **0307** 120 (1982)
 97. Zhang T, Kropotov G, Khodzitsky M *Opt. Continuum* **2** 1597 (2023)
 98. Тихонов А Н, Арсенин В Я *Методы решения некорректных задач* (М.: Наука, 1979); Пер. на англ. яз.: Tikhonov A N, Arsenin V Ya *Solutions of Ill-posed Problems* (Washington, DC: Halsted Press, 1977)
 99. Жиглинский А Г, Кучинский В В *Реальный интерферометр Фабри–Перо* (Л.: Машиностроение, 1983)
 100. Ikram M, Hussain G *Appl. Opt.* **38** 113 (1999)
 101. Деянов Р З, Щедрин Б М *Прикладная математика и информатика* (30) 46 (2008)
 102. Малахов А Н *Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований* (М.: Советское радио, 1978)
 103. Тихонов А Н, Самарский А А *Уравнения математической физики* (М.: Наука, 2004); Пер. на англ. яз.: Tikhonov A N, Samarskii A A *Equations of Mathematical Physics* (Oxford: Pergamon Press, 1990)
 104. Жданов А И *Журн. вычисл. матем. и матем. физ.* **52** 205 (2012); Zhdanov A I *Comput. Math. Math. Phys.* **52** 194 (2012)
 105. Bloom A L *J. Opt. Soc. Am.* **64** 447 (1974)
 106. Кобцев С М *Оптика и спектроскопия* **63** 1139 (1987); Kobtsev S M *Opt. Spectrosc.* **63** 672 (1987)
 107. Lee Y L et al. *Opt. Lett.* **32** 2813 (2007)
 108. Evans J W J. *Opt. Soc. Am.* **48** 142 (1958)
 109. Zhou Y et al. *J. Opt. Soc. Am.* **A 20** 733 (2003)
 110. Shabtay G et al. *Opt. Express* **10** 1534 (2002)
 111. Yang X et al. *J. Opt. Soc. Am.* **A 22** 752 (2005)
 112. Wang X, Yao J *Appl. Opt.* **31** 4505 (1992)
 113. Preuss D R, Gole J L *Appl. Opt.* **19** 702 (1980)
 114. Mentel J, Schmidt E, Mavrudis T *Appl. Opt.* **31** 5022 (1992)
 115. Title A M *Appl. Opt.* **15** 2871 (1976)
 116. von Willisen F K *Appl. Opt.* **5** 97 (1966)
 117. Title A M *Appl. Opt.* **14** 445 (1975)
 118. Melich R, Melich Z, Šolc I *Proc. SPIE* **7018** 701854 (2008)
 119. Melich R, Melich Z, Šolc I, in *The Physics of Chromospheric Plasmas* (ASP Conf. Ser., Vol. 368, Eds P Heinzel, I Dorotović, R J Rutten) (San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2007) p. 621
 120. Yu X J et al. *Displays* **23** 145 (2002)
 121. Yeh P *Opt. Commun.* **29** 1 (1979)
 122. Pinnow D A et al. *Appl. Phys. Lett.* **34** 391 (1979)
 123. Tarry H A *Electron. Lett.* **11** 471 (1975)
 124. Šolc I *J. Opt. Soc. Am.* **55** 621 (1965)
 125. Васильев Н, Зелевинский А "Многочлены Чебышева и рекуррентные соотношения" *Квант* (1) 12 (1982)
 126. Ho I-C et al. *Opt. Lett.* **33** 1401 (2008)
 127. Chen C-Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 101107 (2006)
 128. Ghosh A, Chakraborty A K *Opt. Acta* **29** 1407 (1982)
 129. Jung H *Int. J. Opt. Hindawi* **2010** 1 (2010) <https://doi.org/10.1155/2010/626583>
 130. Hong H-G et al. *Opt. Express* **17** 15455 (2009)

Terahertz polarization converters: physical principles, design, and applications

A.K. Kaveev^{(1,*), G.I. Kropotov⁽²⁾}

⁽¹⁾ Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Politehnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation

⁽²⁾ Tydex LLC, ul. Domostroitel'naya 16, 194292 St. Petersburg, Russian Federation

E-mail: ^(*) kaveev@mail.ioffe.ru

The paper examines the basic physical principles of the operation of terahertz (THz) polarization converters and discusses the main types of polarizers, including those based on wire grids, films, metamaterials, etc. More sophisticated devices based on polarizers made of stacks of segmented, achromatic, and tunable composite waveplates, including those operating over a wide wavelength range, and on THz polarization filters are considered. The basic principles of their calculation using the Jones formalism are described.

Keywords: THz polarimetry, waveplates, retardation, quartz optics, Jones formalism

PACS numbers: **07.57. – c, 42.25.Ja, 42.81.Gs**

Bibliography — 130 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (3) 311 – 333 (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.09.039770>

Received 1 May 2024, revised 28 July 2024

Physics – Uspekhi **68** (3) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.09.039770>