

С. О. ЯКУШЕВ, канд. физ.-мат. наук, С. И. ПЕТРОВ, канд. техн. наук,  
А. В. ШУЛИКА, канд. физ.-мат. наук, И. А. СУХОИВАНОВ, д-р физ.-мат. наук

## ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРАМИ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

### 1. Введение

Освоение терагерцового диапазона частот является одним из новых и быстро развивающихся направлений современной физики. В настоящее время в терагерцовый диапазон выделяют область спектра, расположенную на стыке инфракрасного (ИК) и сверхвысокочастотного диапазона, как показано на рис. 1, что соответствует области частот от 0.1 ТГц (3 мм) до 30 ТГц (10 мкм).

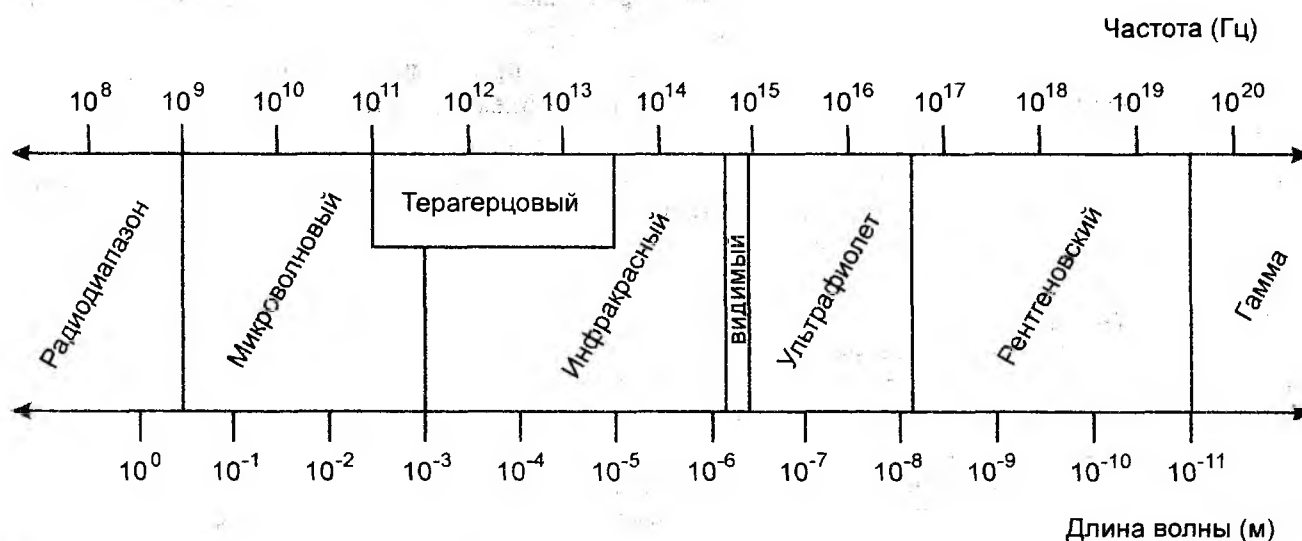


Рис. 1. Расположение терагерцового диапазона в спектре электромагнитного излучения

Терагерцовый диапазон до недавнего времени оставался сравнительно мало освоенным. Это связано, прежде всего, со сложностью создания достаточно мощных и компактных генераторов с соответствующей длиной волны излучения. Так, основой техники СВЧ являются электровакуумные приборы, работа которых основана на взаимодействии потока электронов с полем электромагнитной волны. Предельная частота излучения таких приборов ограничена, как правило, величиной несколько сотен ТГц. С помощью усовершенствованных ламп обратной волны и гиротронов с импульсным магнитным полем удается генерировать частоты не выше 1 ТГц [1, 2]. Полупроводниковые устройства, такие как диоды Ганна или лавинно-пролетные диоды также ограничены частотой в несколько сотен ТГц. С другой стороны, для генерации излучения более высоких частот используют уже оптические методы, основой которых является вынужденное излучение в квантовых системах. Длина волны, генерируемая квантовыми генераторами, определяется энергетическим зазором между основным и возбужденным состоянием. Для генерации излучения ТГц диапазона энергетический зазор между уровнями должен быть крайне мал ( $1 \text{ ТГц} \sim 4.14 \text{ мэВ}$ ), что осложняет создание лазеров в данном диапазоне.

Таким образом, если для стандартных устройств твердотельной и вакуумной электроники ТГц частоты слишком высоки, то для обычных оптических генераторов слишком малы. Кроме источников ТГц излучения необходимы также и приёмники, способные зарегистрировать излучение в данной области спектра, а также соответствующие

волноводы и другие пассивные элементы. Вследствие сложностей в генерации и детектировании терагерцовых волн (Т-волн), данный диапазон иногда называют “терагерцовой дырой”.

Таким образом, для освоения ТГц диапазона потребовалось значительно усовершенствовать имеющиеся источники и разработать новые источники электромагнитного излучения. Именно за счет появления новых источников ТГц излучения на основе фемтосекундных лазеров оптического диапазона, квантово-каскадных лазеров и других за последние десять лет получили развитие самые различные применения терагерцовых волн в науке и технике.

## 2. Современные источники терагерцового диапазона

В последние годы в разработке когерентных источников ТГц диапазона были достигнуты значительные успехи, появились новые методы как генерации, так и детектирования ТГц излучения. В ходе освоения ТГц частот разработчики шли как по пути увеличения частоты генерации электронных устройств микроволнового диапазона, так и по пути разработки оптических методов генерации ТГц излучения. Вследствие этого к настоящему времени появилось большое количество источников ТГц диапазона, которые значительно отличаются друг от друга по используемым физическим принципам, конструкции и параметрам излучения. На рис. 2 показано как происходило освоение ТГц диапазона с помощью различных источников.

Все источники ТГц диапазона можно разделить на импульсные и непрерывные. Импульсные источники генерируют короткие временные импульсы пикосекундной длительности с широким спектром. В большинстве случаев для генерации импульсного широкополосного ТГц излучения используются фемтосекундные лазеры видимого и ближнего ИК диапазона, при этом преобразование оптического излучения в терагерцовое может осуществляться за счет различных физических механизмов, которые подробно будут описаны далее. Широкополосные импульсные источники находят применение в спектроскопии и системах терагерцового видения [3]. Кроме того, в мощных ТГц импульсах напряженность поля может достигать большой величины порядка сотен  $kB/cm$  вплоть до уровня  $MV/cm$ , что приводит к проявлению нелинейных эффектов в ТГц диапазоне. Это открывает возможности для развития нелинейной терагерцовой спектроскопии. Широкая спектральная полоса означает также короткую длину когерентности, что в некоторых случаях является преимуществом. Так, длина когерентности определяет пространственное разрешение вдоль направления распространения в системах ТГц видения и томографии, короткая длина когерентности препятствует образованию спеклов в изображении [4].

Непрерывные источники генерируют, как правило, монохроматическое излучение или излучение с узким спектром. Непрерывные терагерцовые источники покрывают меньший частотный диапазон, чем импульсные источники. Однако непрерывные источники важны для реализации спектроскопии высокого разрешения и в телекоммуникационных приложениях. Кроме того, непрерывные источники имеют обычно большую среднюю мощность, чем импульсные. Важным фактором являются также меньшие размеры, надежность и возможность создания портативных устройств. Устройства твердотельной электроники, такие как диоды Ганна, лавинно-пролетные диоды, туннельные диоды различных типов обеспечивают генерацию на частотах в сотни ГГц и до 1-2 ТГц со сравнительно малой выходной мощностью от единиц до нескольких десятков  $mW$  [5, 6]. Совместно с данными устройствами могут использоваться частотные умножители на основе планарных диодов Шотки, однако генерируемые частоты также не превышают нескольких ТГц.

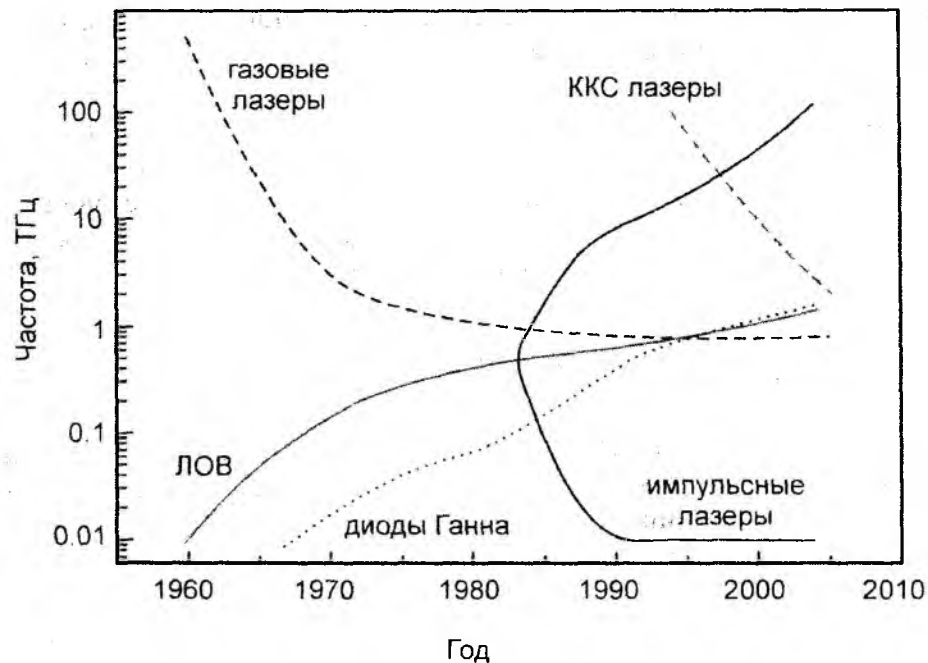


Рис. 2. Диаграмма, показывающая освоение ТГц диапазона импульсными и непрерывными источниками

Газовые лазеры также могут использоваться в ТГц диапазоне. В этом случае излучение обычно  $\text{CO}_2$  лазера направляют на кювету с газом, который в свою очередь излучает в ТГц диапазоне. Генерируемая частота зависит от выбранного газа и давления, а мощность в ТГц диапазоне может достигать нескольких десятков  $\text{мВт}$  [7].

Перспективными источниками ТГц диапазона являются квантово-каскадные лазеры (ККС). Современные квантово-каскадные лазеры способны генерировать несколько сотен  $\text{мВт}$  при комнатной температуре [8]. Однако для генерации на частотах менее  $10 \text{ ТГц}$  требуется существенное охлаждение и генерируемая мощность в ТГц диапазоне меньше на порядок [9].

Еще одним перспективным методом является использование фотосмещения в полупроводниках. Здесь излучение от двух одномодовых лазеров оптического диапазона на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  направляется на полупроводник, в котором происходит генерация носителей заряда. Под действием внешнего приложенного поля фотоиндуцированные носители ускоряются, и возникает переменный фототок, что приводит к излучению в ТГц диапазоне на частоте, равной разности первоначальных оптических частот. За счет перестройки оптических частот накачки возможна перестройка и частоты генерации в терагерцовом диапазоне [10]. Наиболее перспективными среди данного типа устройств являются усовершенствованные рп-фотодиоды, в которых фототок определяется только электронами (UTC-PD) [11]. Такие диоды являются компактными и дешевыми, поскольку используются обычные диодные лазеры оптического или ближнего ИК диапазона, они позволяют получить мощность порядка нескольких  $\text{мкВт}$  на частотах от сотен  $\text{ГГц}$  до нескольких  $\text{ТГц}$ . В настоящее время данные устройства находят широкое применение телекоммуникационных приложениях [12].

Наибольшую мощность среди непрерывных источников терагерцового диапазона позволяют получить электронно-лучевые устройства, такие как лампы обратной волны, лазеры на свободных электронах и гиротроны. Современные лампы обратной волны терагерцового диапазона способны генерировать излучение мощностью до нескольких десятков  $\text{мВт}$  в диапазоне от нескольких сотен  $\text{ГГц}$  и до одного  $\text{ТГц}$  [2]. В противоположность этому лазеры на свободных электронах способны оперировать в очень широком диапазоне спектра от микроволнового диапазона и до рентгена. Причем лазеры на

свободных электронах могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режиме. В терагерцовом диапазоне лазеры на свободных электронах позволяют реализовать непрерывное излучение мощностью нескольких сотен Вт и более [13]. Еще большую мощность в непрерывном режиме позволяют получить гиротроны от единиц кВт и до 1 МВт, однако генерируемая частота здесь не превышает 1 ТГц [1, 14].

Таким образом, в настоящее время разработано большое количество непрерывных и когерентных источников ТГц диапазона, основанных на различных физических принципах. Существует также большое разнообразие и импульсных терагерцовых источников, с помощью которых были получены многие важные физические результаты и получили развитие технологии широкополосной спектроскопии и терагерцового видения.

### 3. Импульсные источники ТГц диапазона

#### 3.1. Фотопроводящие антенны

Одним из самых распространенных методов генерации импульсного ТГц излучения с использованием фемтосекундных лазеров является использование фотопроводящих антенн. Впервые оптический метод генерации импульсного ТГц излучения в полупроводниках был предложен в конце 1980-х [15 – 17]. Этот метод основан на том, что при облучении ультракороткими (фемтосекундными) лазерными импульсами полупроводника, к которому приложено напряжение, в последнем происходит генерация импульсов фототока с быстрой релаксацией за время порядка пс. Внешнее приложенное напряжение способствует ускорению фотоиндуцированных носителей заряда и быстрому увеличению фототока, затем происходит релаксация импульса фототока определяемая временем жизни носителей заряда. Возникающий переменный фототок в свою очередь становится источником электромагнитного излучения в ТГц диапазоне. Полупроводник вместе с параллельными металлическими электродами, к которым прикладывается напряжение, называют фотопроводящей антенной. Иногда такую конструкцию называют также фотопроводящим ключом, поскольку лазерный импульс фактически превращает на короткое время полупроводник в проводник. Оптическая накачка может осуществляться фемтосекундными титан-сапфировыми (800 нм) или волоконными лазерами (1550 нм).

Существуют различные типы фотопроводящих антенн. Так, на рис. 3 показана дипольная антенна. В узком зазоре между электродами фокусируется лазерный луч, с обратной стороны полупроводниковой пластины располагается полусферическая линза.

Поле, излучаемое дипольной антенной на расстоянии  $r$ , много большем длины волны излучения дается следующей формулой:

$$E(r, t) = \frac{l}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \frac{\partial J(t)}{\partial t} \sin\theta, \quad (1)$$

где  $J(t)$  – фототок в области облучения полупроводника лазерным лучом;  $l$  – эффективная длина диполя;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $c$  – скорость света в вакууме;  $\theta$  – угол, отсчитываемый от оси диполя.

Формула (1) показывает, что амплитуда излучаемой ТГц волны пропорциональна скорости изменения фототока и эффективной длине дипольной антенны. В свою очередь временная зависимость фототока дается как свертка временного профиля интенсивности оптического импульса  $I(t)$  и импульсного отклика полупроводника:

$$J(t) = I(t) * [en(t)v(t)], \quad (2)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $n(t)$  – плотность носителей;  $v(t)$  – средняя скорость носителей в полупроводнике, которая пропорциональна подвижности носителей и приложенному между электродами напряжению.

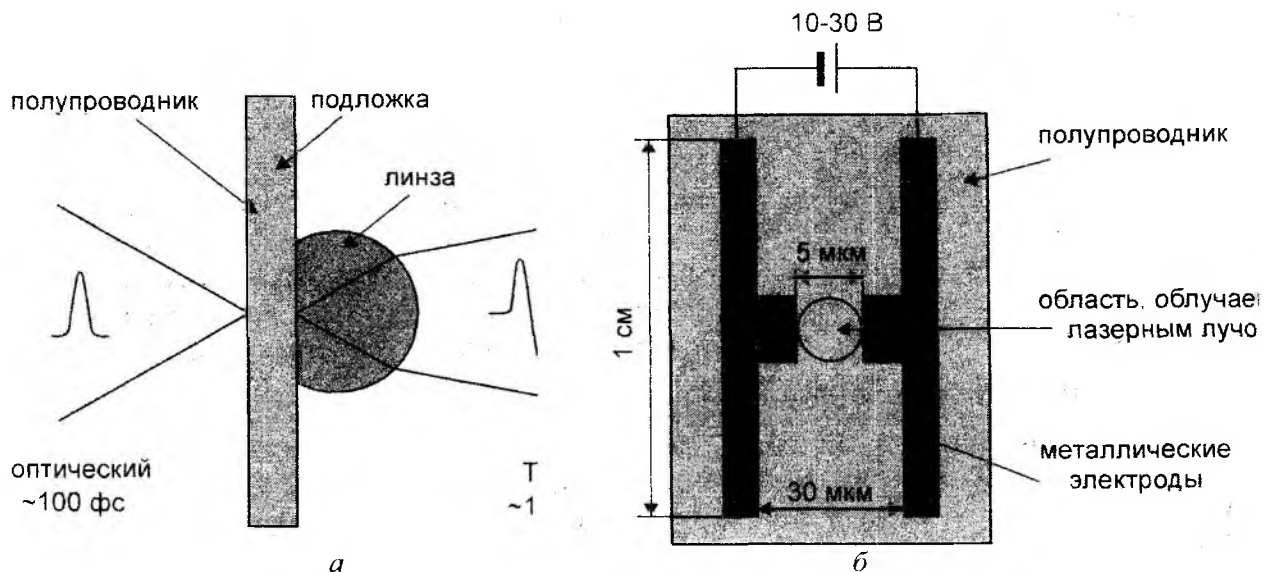


Рис. 3. Фотопроводящая дипольная антенна: а – вид сбоку; б – вид сверху

Метод возбуждения ТГц излучения с помощью фотопроводящей антенны носит резонансный характер, поскольку он зависит как от оптического импульса, так и от отклика материала. Полупроводниковые материалы, используемые в фотопроводящих антеннах должны удовлетворять следующим требованиям: короткое время жизни носителей, высокая подвижность носителей, высокое напряжение пробоя, высокое темновое сопротивление. Одними из часто используемых материалов являются LT GaAs, т.е. выращиваемый при низкой температуре GaAs или полуизолирующий Si GaAs. В целом мощность терагерцового излучения зависит от величины приложенного напряжения, мощности оптического излучения, подвижности носителей заряда и профиля антенны.

На рис. 4, а показан полосковый тип фотопроводящей антенны.

Полосковая антенна также как и дипольная состоит из двух параллельных металлических электродов, но без узкого зазора посередине. Расстояние между электродами здесь больше, приложенное напряжение также выше. Кроме того, область, облучаемая лазерным лучом смещена к аноду, что дает большую эффективность [18]. Полосковая антенна позволяет получить более короткий ТГц импульс и более широкий спектр [19]. Выходная мощность ТГц излучения для фотопроводящей антенны линейно зависит от величины приложенного напряжения и мощности оптической накачки при малых значениях этих параметров. Однако при увеличении мощности оптической накачки наблюдается насыщение выходной ТГц мощности вследствие эффекта экранирования [19], а увеличение напряжения между электродами ограничено величиной напряжения пробоя для данного полупроводникового материала.

Таким образом, средняя мощность ТГц излучения получаемая с помощью рассмотренных выше антенн, как правило, не превышает  $1 \text{ мкВт}$  [20]. А типичная ширина спектра ТГц импульсов с помощью данных фотопроводящих антенн составляет около  $5\text{--}7 \text{ ТГц}$ . Улучшение этих характеристик стараются достичь за счет увеличения мощности оптического импульса накачки, при этом одновременно увеличивая размеры антенны, диаметр лазерного пятна и приложенное напряжение, а также за счет оптимизации конструкции самой антенны. Используя данный подход, удалось увеличить среднюю мощность ТГц излучения до  $40 \text{ мкВт}$  [21], а используя более короткие лазерные импульсы ( $12 \text{ фс}$ ), была достигнута ширина спектра ТГц излучения до  $30 \text{ ТГц}$  [22].

Естественным продолжением этого подхода стало изобретение фотопроводящих антенн с широкой апертурой, рис. 4, б). В такой антенне поперечный размер области, облучаемой лазерным лучом, значительно превышает длину волны ТГц излучения ( $1 \text{ ТГц} \sim 300 \text{ мкм}$ ), а

также расстояние между электродами существенно больше. Напряжение, прикладываемое к электродам, здесь может достигать 10 кВ и более, а для накачки используются мощные предварительно усиленные оптические импульсы. Антенны с широкой апертурой используются для получения ТГц импульсов большой энергии с высокой напряженностью поля. С помощью антенн такой конструкции удалось получить терагерцовые импульсы большой энергии до 0.8 мкДж при частоте повторения 10 Гц [23] и 0.4 мкДж при частоте повторения 1 кГц [24].

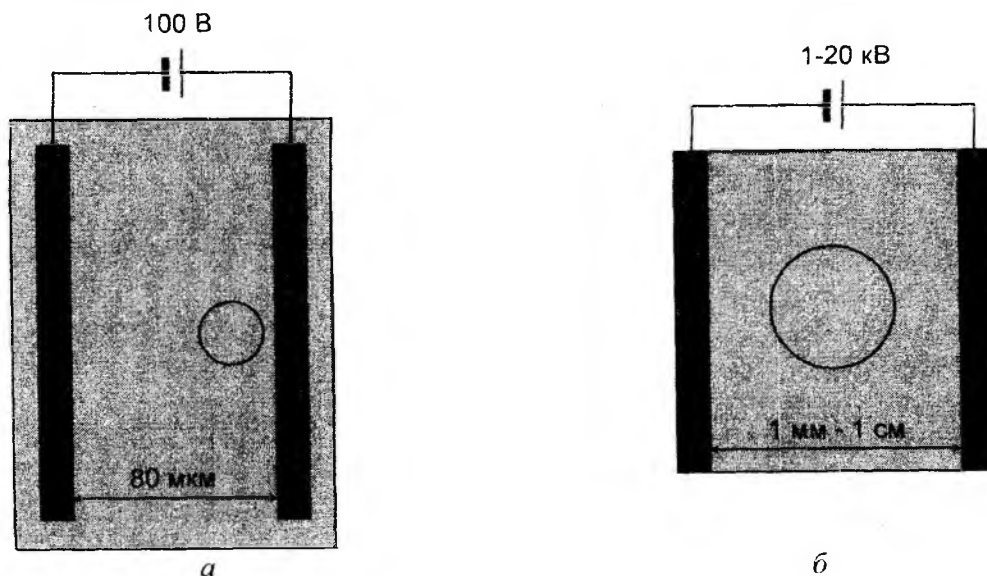


Рис. 4. Фотопроводящая антенна: а – полосковая антенна; б – антенна с широкой апертурой

### 3.2. Метод оптического выпрямления

Другим распространенным методом генерации импульсного ТГц излучения является использование оптического выпрямления в нелинейных средах. Оптическое выпрямление – это нелинейный эффект второго порядка, который заключается в возникновении статического электрического поля в нелинейно-оптическом кристалле при прохождении оптической волны. То есть, если на нелинейно-оптический кристалл с нелинейной восприимчивостью второго порядка  $\chi^{(2)}$  падает плоская волна, то в среде может возникать статическая нелинейная поляризация, которая пропорциональна амплитуде оптической волны [25]. В том случае, когда на кристалл падают две плоские волны с разными частотами, то в нелинейном кристалле может наблюдаться эффект генерации разностной частоты, также связанный с нелинейной восприимчивостью второго порядка. Если же частоты этих волн равны или очень близки, то мы получаем также эффект оптического выпрямления, т.е. частота будет равна нулю либо мала по сравнению с частотами исходных волн. Когда же на нелинейно-оптический кристалл падает ультракороткий оптический импульс, спектр которого состоит из большого количества спектральных компонент, то вследствие разностного смещения всех частотных компонент, в среде также будет возникать нелинейная поляризация. Причем, поскольку амплитуда импульса зависит от времени, то диэлектрическая поляризация, наводимая в среде, также будет изменяться во времени, повторяя форму огибающей импульса, как показано на рис. 5. В свою очередь, изменяющаяся во времени поляризация, становится источником широкополосного электромагнитного излучения в ТГц диапазоне. Последнее связано с тем, что разностные частоты, будут расположены в диапазоне от нуля до  $\Delta\omega$ , где  $\Delta\omega$  – ширина спектра исходного оптического импульса, которая может составлять десятки ТГц в оптическом диапазоне.

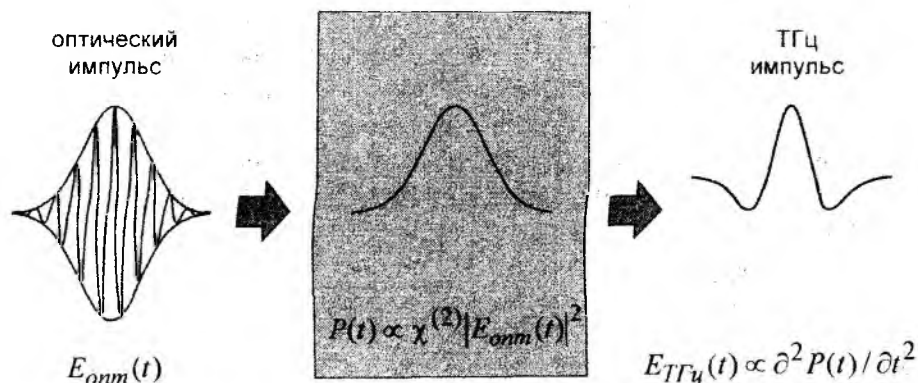


Рис. 5. Генерация ТГц излучения методом оптического выпрямления

Впервые генерация в дальнем ИК диапазоне с использованием эффекта оптического выпрямления была получена в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{ZnTe}$  [26 – 27]. Затем была получена ТГц генерация и в других материалах, включая обычные полупроводники, такие как  $\text{GaAs}$ , органические кристаллы и др. [28 – 31]. Критерии выбора подходящего материала: высокий коэффициент нелинейности, низкие потери, как для оптической, так и для ТГц волн. Для эффективной реализации механизма оптического выпрямления важна также ориентация плоскости поляризации падающего излучения относительно кристаллографических плоскостей и осей кристалла. Так, для кристалла  $\text{ZnTe}$  максимальная мощность генерируемого ТГц излучения достигается, когда плоскополяризованное излучение оптической волны накачки находится в плоскости (110)  $\text{ZnTe}$  под углом  $\pm 55^\circ$  к оси [001] [32]. Кроме того, большое значение имеет выполнение условий фазового синхронизма. Фазовый синхронизм в случае оптического выпрямления ультракороткого импульса в нелинейном кристалле означает, что групповая скорость оптического импульса должна быть равна фазовой скорости терагерцовой волны. В соответствии с этим определяется длина когерентности [33]:

$$l_c = \frac{c}{2\nu_{THz}(n_{gr} - n_{THz})}, \quad (3)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме;  $\nu_{THz}$  – частота ТГц волны;  $n_{THz}$  – показатель преломления на частоте  $\nu_{THz}$ ;  $n_{gr}$  – групповой показатель преломления на частоте оптической волны накачки.

Длина когерентности  $l_c$  – это длина, на которой фазовый сдвиг между оптическим импульсом и ТГц волновой достигает величины  $\pi/2$ . Для того чтобы происходил эффективный процесс генерации ТГц излучения, длина кристалла не должна превышать длину когерентности. Так для кристалла  $\text{ZnTe}$  групповой показатель преломления на длине волны 812 нм, совпадает с показателем преломления на частоте 1.69 ТГц. Поэтому длина когерентности при оптической накачке титан-сапфировыми лазерами (~800 нм), составляет более 10 мм около частоты 1.69 ТГц [33]. Вследствие этого кристаллы  $\text{ZnTe}$  достаточно широко применяются для ТГц генерации методом оптического выпрямления.

Теме не менее эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое методом оптического выпрямления обычно очень мала и составляет  $10^{-6}$ - $10^{-7}$ , т.е. при оптической мощности накачки в сотни мВт, удается получить на выходе мощность ТГц излучения около десятков нВт [34]. Поэтому фотопроводящие антенны при накачке фемосекундными лазерами позволяют получить большую мощность ТГц излучения. Однако интерес к методу оптического выпрямления обусловлен тем, что это нерезонансный метод, т.е. спектр ТГц излучения определяется только длительностью оптического импульса и не зависит от отклика материала [35 – 36]. Вследствие этого ширина полосы генерируемого ТГц излучения может составлять до 100 ТГц [36]. Так же, как и в фотопроводящих антеннах для увеличения энергии ТГц импульсов используют более мощные усиленные импульсы

оптической накачки и большой диаметр лазерного пучка [37]. Кроме того, для увеличения эффективности генерации используют наклон фронта импульса накачки, что позволяет контролировать групповую скорость импульса и обеспечить лучший фазовый синхронизм [38]. Используя эту методику, в настоящее время получают ТГц импульсы с энергией в 30 мкДж при частоте повторения 100 Гц [39]. Еще одним способом увеличить эффективность ТГц генерации является использование материалов с периодической доменной структурой, что позволяет реализовать периодическую модуляцию нелинейной диэлектрической восприимчивости, в таких материалах реализуются условия квазисинхронизма [40, 41].

### 3.3. Поверхностные излучатели

Работа поверхностных излучателей основана на свойствах приповерхностного слоя полупроводников, облучаемого лазерными фемтосекундными импульсами. При этом падающее оптическое излучение и генерируемое ТГц волна находятся по одну сторону от поверхности полупроводника. Сразу несколько физических механизмов приводят к генерации ТГц волн с поверхности полупроводников: оптическое выпрямление, импульсный ток возникающие под действием приповерхностного поля и эффект Дембера.

Оптическое выпрямление в приповерхностном слое полупроводника является доминирующим механизмом, когда оптическое излучение накачки является достаточно интенсивным ( $\sim 100 \text{ мкДж/см}^2$ ) [42]. Данный эффект связан с неvertикальными переходами в приповерхностной области полупроводника, где происходит генераций электронно-дырочных пар вследствие действия оптического импульса [43]. Вследствие пространственного разделения электронных и дырочных состояний, наводится нелинейная поляризация, направленная перпендикулярно к поверхности. Амплитуда излучаемой ТГц волны пропорциональна второй производной по времени от наведенной нелинейной поляризации, также как для случая оптического выпрямления в объемном кристалле. Оптическое излучение направляют на поверхность полупроводника под некоторым углом (обычно  $45^\circ$ ), а ТГц излучение распространяется от поверхности полупроводника, как показано на рис. 6. При этом имеют место следующие соотношения для оптической и терагерцовой волны:

$$\sin 45^\circ = n_{\text{Опт}} \sin \phi_{\text{Опт}} = n_{\text{ТГц}} \sin \phi_{\text{ТГц}}, \quad (4)$$

где  $n_{\text{Опт}}$ ,  $n_{\text{ТГц}}$  – показатель преломления полупроводника на частоте оптической и терагерцовой волны;  $\phi_{\text{Опт}}$ ,  $\phi_{\text{ТГц}}$  – угол преломления для оптической и терагерцовой волны.

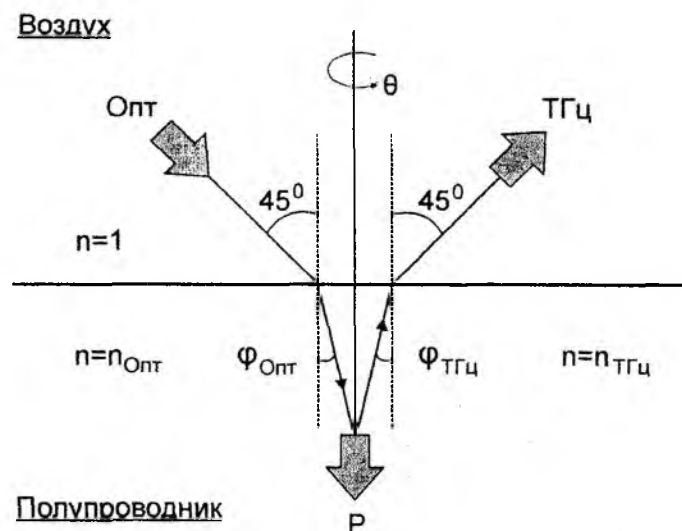


Рис. 6. ТГц генерация с поверхности полупроводника, обусловленная эффектом оптического выпрямления

Большое влияние на амплитуду ТГц волны оказывает ориентация полупроводникового кристалла относительно падающего излучения и его поляризации. Вращая кристалл вокруг нормали к его поверхности, можно получить зависимость интенсивности ТГц волны от азимутального угла  $\theta$ , в которой будут наблюдаться как максимумы, так и минимумы [44].

В том случае, когда интенсивность излучения накачки мала или же угол падения выбран таким, чтобы свести к минимуму эффект оптического выпрямления, проявляются другие механизмы, приводящие к генерации ТГц излучения. Так, эффект, связанный с действием внутреннего поля в приповерхностном обедненном слое полупроводника, объясняется следующим образом [45, 46]. Как известно вследствие резкого перехода между поверхностью полупроводника и воздуха возникают поверхностные состояния, локализованные непосредственно у поверхности и играющие роль ловушек электронов и дырок. Наличие таких ловушек приводит к тому, что свободно блуждающие в объеме кристалла электроны и дырки скапливаются у поверхности, образуя поверхностный электростатический заряд. Так, в частности, в полупроводнике *n*-типа, захват свободных электронов в поверхностных ловушках приводит к образованию отрицательного поверхностного заряда и равного ему по величине положительного объемного заряда, связанного с нескомпенсированными донорами. С этим зарядом связано обычно сильное ( $\sim 10^5$  В/см) электрическое поле, проникающее на некоторую глубину в объем полупроводника. Это поле будет отталкивать электроны вглубь кристалла, и соответственно создается приповерхностный потенциальный барьер, затрудняющий движение электронов по направлению к поверхности. На энергетической диаграмме, показанной на рис. 7, а, это отображается в виде соответствующего изгиба зон. Вследствие этого концентрация электронов в приповерхностном слое уменьшается, что приводит к образованию обедненного электронами слоя, ширина которого зависит от концентрации легирующей примеси и высоты барьера. Действие “внутреннего” поля в этом слое аналогично действию внешнего приложенного поля в фотопроводящей антенне. Когда на поверхность полупроводника падает лазерный импульс, то генерируемые носители ускоряются приповерхностным полем: электроны в глубину кристалла, дырки к поверхности. Возникающий в результате этого переменный фототок становится источником ТГц излучения.

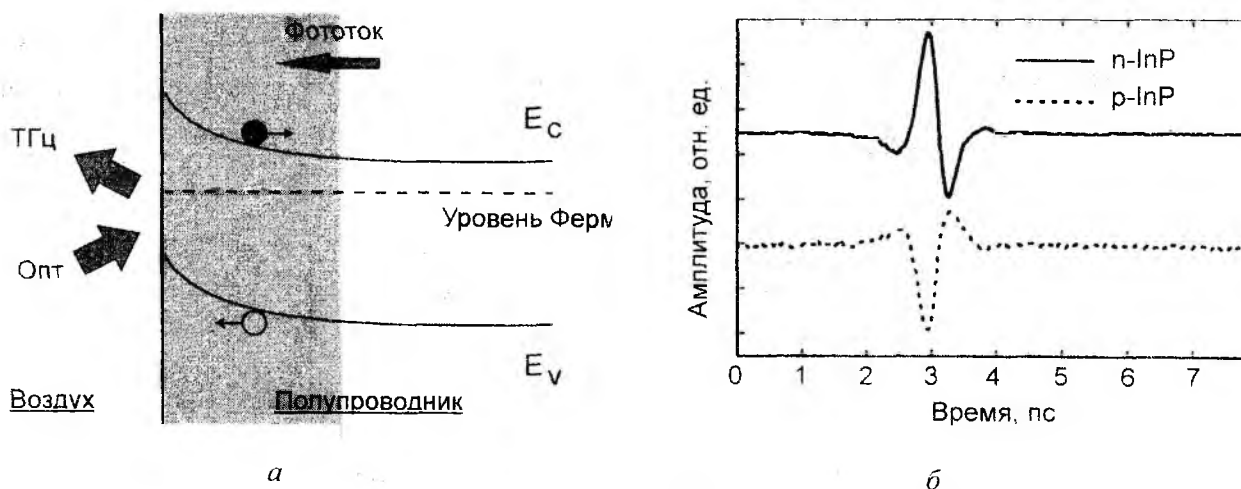


Рис. 7. ТГц генерация с поверхности полупроводника, обусловленная действием внутреннего поля в приповерхностном обедненном слое полупроводника: а – энергетическая диаграмма в области приповерхностного слоя полупроводника *n*-типа; б – ТГц импульсы с обратной полярностью [44]

Характерным признаком данного механизма ТГц генерации является то, что излучаемые ТГц импульсы меняют свою полярность на противоположную в зависимости от того,

используется ли полупроводник *n* или *p*-типа, как показано на рис. 7, б [44]. Это связано с тем, что в случае полупроводника *p*-типа у поверхности будут скапливаться преимущественно дырки, и поверхностный заряд будет положительным. В этом случае будет наблюдаться обратная картина той, которая показана на рис. 7, а. То есть, изгиб энергетический зон будет направлен вниз, а внутренне поле будет направлять электроны к поверхности, а дырки – в глубину кристалла. Поэтому фототок будет, также направлен в противоположную сторону.

Эффект, связанный с действием внутреннего поля в приповерхностном обедненном слое полупроводника, доминирует в полупроводниках с широкой запрещенной зоной, например InP. В полупроводниках с узкой запрещенной зоной ( $< 0.4$  эВ) таких, как InAs и InSb величина приповерхностного поля слишком мала, а энергия фотоиндуцированных носителей заряда велика, что приводит к доминированию другого эффекта – эффекта Дембера. Данный эффект обусловлен разностью скоростей диффузии электронов и дырок фотоиндуцированных у поверхности полупроводника, в результате чего возникает пространственное разделение зарядов и вблизи поверхности полупроводника и формируется эффективный диполь [47, 48]. С этим ассоциируется возникновение внутреннего поля (поле Дембера), величина которого зависит от соотношения подвижностей электронов и дырок, а также величины энергии фотоиндуцированных носителей заряда. Величина излучения такого эффективного диполя пропорциональна второй производной по времени от величины внутреннего поля [47]. В отличие от того внутреннего поля, которое возникает в обедненном приповерхностном слое, здесь направление поля не меняется в зависимости от типа легирования полупроводника. Вследствие этого, полярность излучаемых ТГц импульсов также не меняется.

Значительный интерес к поверхностным излучателям в настоящее время обусловлен, тем, что путем приложения внешнего магнитного поля ( $\sim 1-8$  Т) мощность генерируемого ТГц излучения можно увеличить на несколько порядков [49, 50]. Так, сообщается о достижении средней мощности ТГц излучения в  $650$  мкВт с помощью поверхностного излучателя [51].

### 3.4. Другие источники импульсного ТГц излучения

Перечисленные выше методы получения широкополосного импульсного ТГц излучения с помощью фемтосекундных лазеров являются наиболее распространенными и уже находят коммерческое применение. Однако в настоящее время развиваются и другие ТГц источники, которые могут обеспечить уникальные характеристики ТГц излучения. Так, использование ускорителей электронных пучков позволяет получить наибольшую пиковую мощность и энергию ТГц импульсов. Могут быть использованы различные схемы генерации ТГц излучения из электронных пучков [52], чаще всего используется синхротронное излучение при изменении траектории электронов магнитным полем [53]. Схема генерации ТГц импульсов здесь на первом этапе напоминает ТГц генерацию в фотопроводящих антеннах. Т.е. фотокатод (например, GaAs) облучается оптическими ультракороткими импульсами, происходит генерация электронно-дырочных пар. Однако, если в фотопроводящей антенне фотоиндуцированные носители ускоряются внешним полем за счет приложенного к электродам напряжения, то здесь те же самые фотоиндуцированные электроны собираются в пучки и подаются в линейный ускоритель, где достигают энергии  $\sim 40$  МэВ. Затем за счет приложения магнитного поля траектория электронов превращается в круговую и происходит генерация синхротронного излучения в ТГц диапазоне. Средняя мощность ТГц излучения здесь может достигать десятков Вт, а пиковая мощность ТГц импульсов порядка МВт при энергии отдельного импульса до  $100$  мкДж [53]. Такие установки используются преимущественно для проведения фундаментальных исследований, поскольку они достаточно сложные, громоздкие и дорогие.

Еще одним методом генерации ТГц излучения является использование индуцированной лазером плазмы. При фокусировке мощных фемтосекундных лазерных импульсов

оптическая интенсивность может достигать порядка  $10^{13}$ - $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, что достаточно для ионизации атомов и молекул газовых сред, например обычного воздуха при нормальном давлении окружающей среды. Возникающая плазма занимает объем обычно около нескольких сотен микрометров. Впервые ТГц генерация из плазмы была продемонстрирована с помощью лазерного пучка лишь на одной основной частоте [54]. Однако затем было показано, что использование основной частоты и второй гармоники для создания плазмы и последующей генерации ТГц излучения может быть более эффективным [55]. За счет управления амплитудой, поляризацией и относительной фазой основной оптической волны и второй гармоники, возможно осуществить когерентный контроль генерируемого ТГц излучения [56]. Кроме того, ТГц излучение из плазмы обладает большой шириной полосы (обычно десятки ТГц), при этом рекордные значения ширины полосы превышают 100 ТГц [57], а также большой интенсивностью – энергия ТГц импульсов может достигать здесь 5 мкДж [58]. Значительный интерес к данному методу связан с тем, что генерации ТГц импульсов может происходить удаленно на расстоянии в десятки и даже сотни метров. Т.е. в окружающее пространство посылается оптический сигнал, а терагерцовая волна генерируется непосредственно вблизи объекта, что важно для применения в условиях открытого пространства, где атмосферное поглощение ТГц сигнала велико. Более того, поскольку ТГц волна влияет на флуоресцентное излучение плазмы, то детектирование ТГц сигнала может быть также осуществлено удаленно, за счет детектирования оптического сигнала в диапазоне 300 – 400 нм и последующего выделения из него ТГц сигнала. Это открывает перспективы для разработки эффективных систем удаленного широкополосного терагерцового зондирования [59].

Таким образом, необходимо отметить, что в области создания когерентных источников терагерцового излучения за последнее время произошел значительный прогресс. Однако для широкого коммерческого внедрения данных устройств необходимо решить еще ряд задач, а именно: 1) обеспечить большую компактность источников терагерцового излучения; 2) увеличить мощность выходного терагерцового излучения; 3) увеличить эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое. Для решения данных задач можно предложить различные подходы. Например, поиск новых материалов на основе которых возможно осуществить ТГц генерацию таких как: кристаллы с периодической доменной структурой, многослойные полимерные пленки, графит. Другой подход состоит в использовании волоконных лазеров ультракоротких оптических импульсов, поскольку они в настоящее время являются альтернативой твердотельным лазерам за счет большей компактности и меньшей цены. Важным направлением также является разработка эффективных методов контроля формы и фазы терагерцовых импульсов, а также разработка эффективных волноводов, зеркал для терагерцового диапазона.

#### **4. Многослойные зеркала для суб-терагерцового диапазона**

В связи с активным развитием источников терагерцового диапазона большое значение приобретает также и разработка новых пассивных элементов волноводов, модуляторов, фильтров, зеркал. Так, например, ни металлические СВЧ волноводы, ни диэлектрические оптические волокна не являются эффективными для передачи излучения ТГц диапазона вследствие высоких потерь и дисперсии. Поэтому в настоящее время предлагаются новые типы волноводов, например на основе металлических проволок [60]. В качестве фильтров предлагается использовать фотонные кристаллы [61]. Другим перспективным направлением является использование устройств на основе метаматериалов [62]. В настоящее время также активно разрабатываются многослойные интерференционные зеркала для терагерцового диапазона. Такие зеркала разрабатываются в первую очередь для систем беспроводной передачи данных в помещениях [63]. Были предложены зеркала для различных длин волн в терагерцовом и суб-терагерцовом диапазоне: 319 – 375 ГГц [63], на длину волны 1.17 ТГц

[64], сообщается также о создании перестраиваемого фильтра с запрещенной зоной перестраиваемой от 90 до 220 ГГц [65].

Одной из важных областей применения терагерцовых волн являются телекоммуникации. В связи с быстрым увеличением объемов передаваемой информации скорость передачи данных в беспроводных линиях связи в ближайшие 10 – 15 лет должна возрасти до 10 Гбит/с [66]. Это может быть осуществлено лишь за счет перехода на более высокую частоту несущего сигнала. Поэтому в последнее время активно разрабатываются технологии создания высокоскоростных систем беспроводной передачи данных на частотах 30 – 300 ГГц [67, 68]. Данный диапазон частот иногда называют миллиметровым диапазоном (длина волны 10 – 1 мм), в нем выделяют несколько диапазонов, как показано на рис. 8. Первая используемая полоса расположена около частоты в 38 ГГц, затем – 60 ГГц, две полосы между 70 и 90 ГГц, которые составляют так называемый E-диапазон, и последняя полоса 94 ГГц.

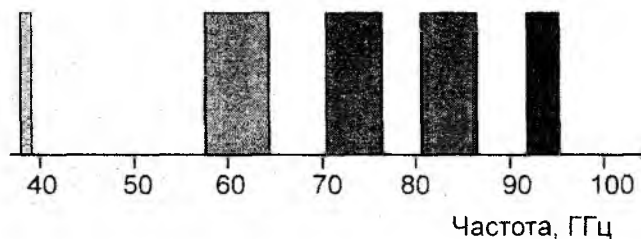


Рис. 8. Структура миллиметрового диапазона

Частоты E-диапазона предполагается использовать в основном для передачи данных в свободном пространстве, поскольку атмосферное затухание здесь сравнительно мало. Тогда как полоса 60 ГГц предназначена для использования на короткие дистанции преимущественно в зданиях вследствие большего атмосферного поглощения. Значительное атмосферное поглощение в данном случае имеет некоторые преимущества, поскольку в совокупности с высокой направленностью излучения это обеспечивает большую безопасность передачи данных, так как сигнал не будет распространяться на значительное расстояние от приемника.

Таким образом, очевидно, что разработка многослойных зеркал в диапазоне 60 ГГц также представляет собой актуальную задачу. Это обусловлено, тем, что практическое применение систем беспроводной передачи данных внутри помещений, предполагает необходимость реализации непрямого пути луча с целью избежать блокирования сигнала людьми или любыми другими движущимися объектами [63]. Такие системы могут быть реализованы за счет использования соответствующих зеркал. Эти зеркала должны обеспечивать высокое отражение в заданном частотном диапазоне, как при нормальном падении, так и при наклонном падении. Главной проблемой при создании таких зеркал являются трансформация и сдвиг зоны высокого отражения в высокочастотную область с увеличением угла падения. Кроме того, необходимо подобрать соответствующие материалы, которые были бы прозрачны в заданном частотном диапазоне, а также обеспечивали достаточный контраст показателей преломления и малую дисперсию показателя преломления.

Среди материалов, используемых в суб-терагерцовом диапазоне, следует отметить полимерные пленки, пористый кремний, керамические слои. Впервые зеркала для терагерцового диапазона были реализованы на основе кремния и полипропилена [63]. Однако недостатком этих зеркал является наличие прослоек воздуха между слоями, которые искажают спектральные характеристики. Другим перспективным материалом является пористый кремний. Реализация многослойных зеркал из пористого кремния имеет такие преимущества, как возможность выращивания сложенных структур из единой кремниевой пластины методом электрохимического травления. При этом показатель преломления слоев может изменяться в значительных пределах за счет изменения пористости материала и

толщины. Тем не менее, контраст показателей преломления слоев в терагерцовом диапазоне достаточно мал и составляет 1.5–2.1 при пористости 40–70 % [69].

Нами были проведены расчеты коэффициента отражения для многослойного зеркала с указанными показателями преломления в диапазоне 60 ГГц (57 – 66 ГГц). Для расчета было взято зеркало, составленное из 23 слоев с показателями преломления слоев 1.5 и 2.1. Толщины слоев были определены исходя из четвертьволнового условия Брега для центральной частоты диапазона 60 ГГц (т.е. 61.5 ГГц). Толщины слоев составили 0.5803 и 0.7812 мм для слоя с большим и меньшим показателем преломления соответственно. На рис. 13 показан профиль показателя преломления данного периодического зеркала.

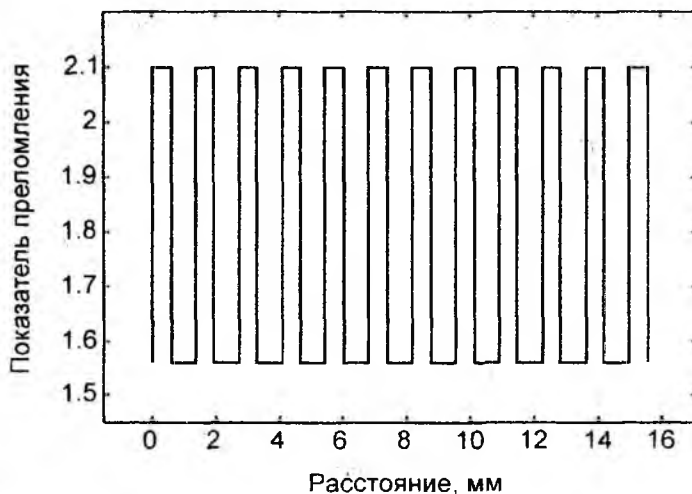


Рис. 13. Профиль показателя преломления многослойного зеркала, составленного из слоев пористого кремния

На рис. 14 показаны графики коэффициента отражения данного зеркала при различном угле падения и поляризации. Для расчета показателя преломления многослойного зеркала использовался метод матрицы переноса.

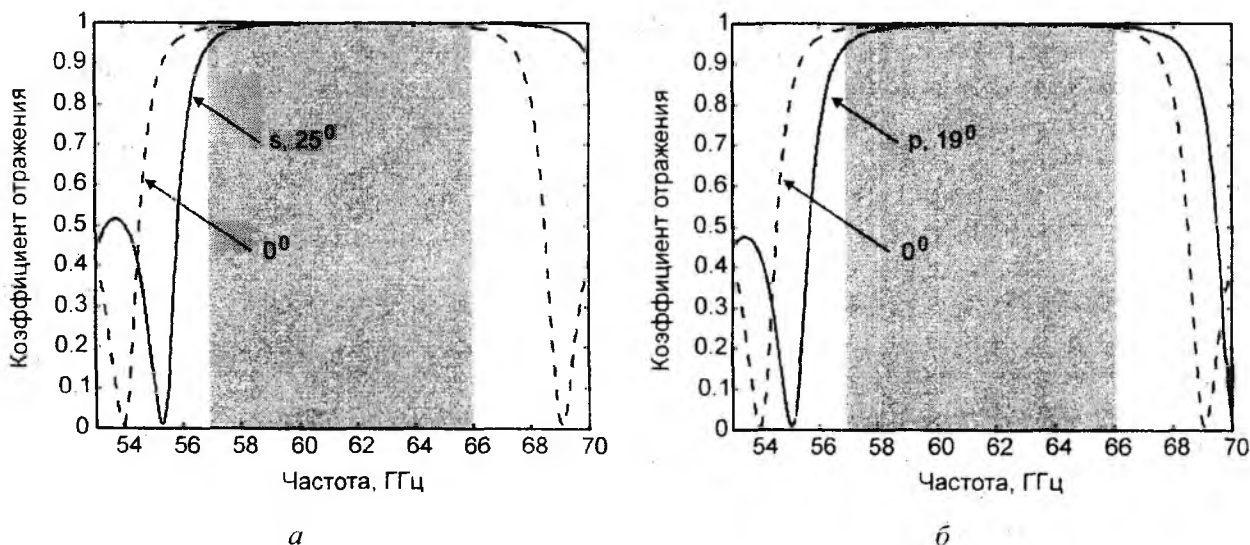


Рис. 14. Коэффициент отражения многослойного зеркала из пористого кремния. Показаны кривые: а – для случая s-поляризации; б – p-поляризации. Серым цветом выделена область частот, занимаемая диапазоном 60 ГГц (57 – 66 ГГц).

Как видно из рис. 14, 23 слоя четвертьволнового зеркала на основе пористого кремния с показателями преломления 1.5 и 2.1 способны обеспечить высокий коэффициент отражения, который полностью перекрывают диапазон 60 ГГц при нормальном падении. Коэффициент отражения составляет в этом случае более 98,5 % по всему диапазону. Однако при наклонном падении вследствие синего сдвига на низкочастотной границе наблюдается уменьшение коэффициента отражения. В случае *s*-поляризации высокий коэффициент отражения (>95%) сохраняется во всем диапазоне при угле падения не более 25°, для *p*-поляризации этот угол еще меньше – не более 19°. С увеличением угла падения синий сдвиг коэффициента отражения увеличивается еще больше.

Увеличение количества слоев зеркала данную проблему не решает, т.к. ширина области высокого отражения зеркала увеличивается незначительно и не может компенсировать синий сдвиг. Значительное увеличение области высокого отражения может быть достигнуто за счет увеличения контраста показателей преломления. Технология изготовления пористого кремния в принципе позволяет реализовать и больший контраст показателей преломления, чем тот, который был взят для расчета, однако в настоящее время в научной литературе нет данных о других значениях показателя преломления в диапазоне 60 ГГц. По этой причине нами были также рассмотрены другие материалы, перспективные для создания многослойных зеркал в указанном частотном диапазоне. Среди таких материалов необходимо отметить керамические. Так, на основе кристаллического кремния и оксида церия (CeO<sub>2</sub>) недавно был создан перестраиваемый фильтр (с дефектом из SrTiO<sub>3</sub>) в диапазоне от 90 до 220 ГГц [128]. Эти материалы очень привлекательны для создания многослойных зеркал в суб-терагерцовом диапазоне, поскольку они имеют низкие потери здесь и малую величину дисперсии показателя преломления [70, 71]. И, кроме того, у этих материалов большой контраст показателей преломления в этом диапазоне: кристаллический кремний – 2.1, оксид церия – 4.8.

Нами были проведены расчеты коэффициента отражения для многослойного зеркала с указанными показателями преломления в диапазоне 60 ГГц (57 – 66 ГГц). Для расчета было взято 7 слоев с показателями преломления слоев 2.1 и 4.8, толщины слоев были определены исходя из четвертьволнового условия Брега. Однако центральная частота спектра отражения зеркала была выбрана не 61.5 ГГц, а ближе к низкочастотной границе диапазона – 60 ГГц, что позволяет до некоторой степени компенсировать синий сдвиг. Толщины слоев составили 0.2602 и 0.5948 мм для слоя с большим и меньшим показателем преломления соответственно. На рис. 15 показан коэффициент отражения данного периодического зеркала при нормальном падении. Можно видеть, что зеркало из всего семи слоев обеспечивает широкую полосу отражения 32 ГГц (на уровне 0.95), что значительно шире, чем 12 ГГц для зеркала из 23 слоев пористого кремния, рассмотренного выше.

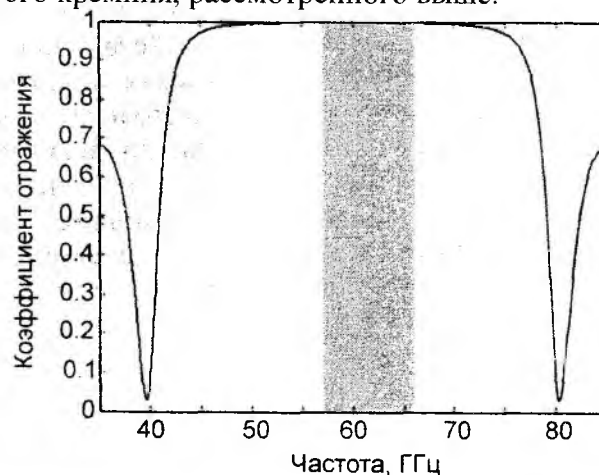


Рис. 15. Коэффициент отражения многослойного зеркала из кристаллического кремния и керамических слоев (нормальное падение). Серым цветом выделена область частот, занимаемая диапазоном 60 ГГц (57 – 66 ГГц)

Из рис. 15 мы видим, что ширина полосы высокого отражения зеркала с большим запасом превышает ширину диапазона 60 ГГц, это позволяет не допустить уменьшение отражения в указанной полосе вследствие синего сдвига даже для очень больших углов падения. Из рис. 16 видно, что ширина зоны высокого отражения достаточно велика, так что высокий коэффициент отражения (более 99 %) сохраняется во всем диапазоне 57 – 66 ГГц даже для больших углов падения как в случае *s*-поляризации, так и в случае *p*-поляризации.

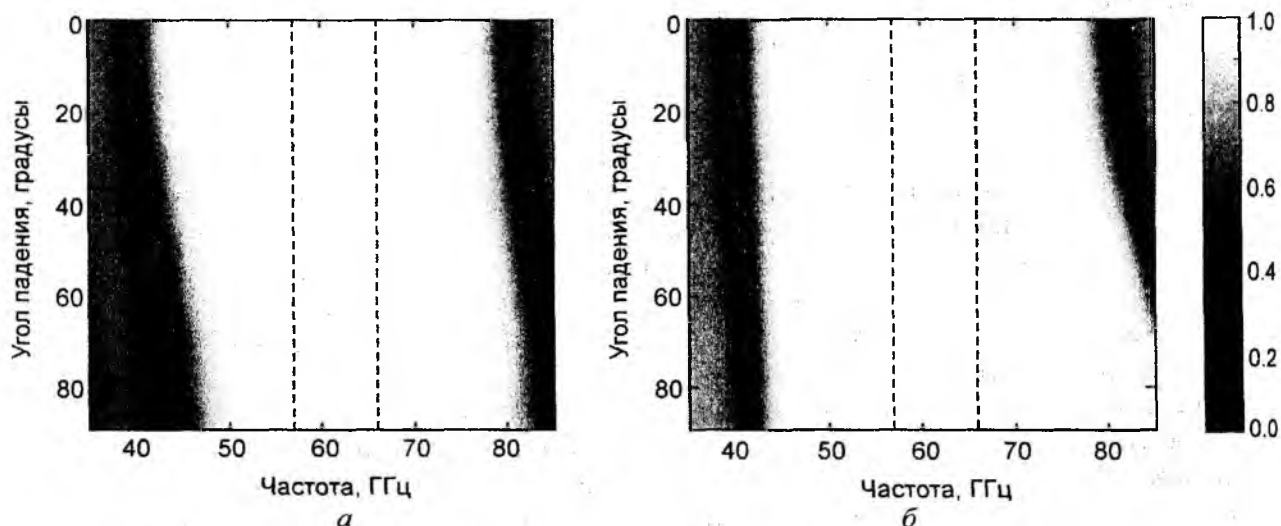


Рис. 16. Зависимость коэффициента отражения многослойного зеркала из кристаллического кремния и керамических слоев от частоты и угла падения:

*a* – *p*-поляризация; *б* – *s*-поляризация. Штриховыми линиями выделены границы области частот, занимаемой диапазоном 60 ГГц (57 – 66 ГГц)

Таким образом, можно заключить, что кристаллический кремний и оксид церия являются привлекательными для создания многослойных зеркал в диапазоне 60 ГГц. Такие зеркала позволяют получить высокий коэффициент отражения во всем диапазоне, независимо от угла падения и поляризации падающего излучения.

## 5. Выводы

Рассмотрены различные источники терагерцового излучения. Основное внимание уделено импульсным широкополосным источникам, в основе работы которых лежит взаимодействие ультракоротких лазерных импульсов оптического диапазона с нелинейными кристаллами, полупроводниками и газами. Развитие данных источников направлено в настоящее время на создание более компактных устройств с большей мощностью и лучшей эффективностью преобразования оптического излучения в терагерцовое. Благодаря своим специфическим свойствам терагерцовые волны в настоящее время находят применение в самых разных областях: от фундаментальной науки до диагностики качества продуктов питания и лекарственных препаратов. Наиболее активно внедрение терагерцовых технологий идет в сегментах диагностического медицинского оборудования, системах идентификации физико-химического состава и качества самых различных материалов и изделий, в телекоммуникациях, а также системах безопасности. С помощью терагерцовых волн в последнее время получены также многие важные научные результаты в астрономии, биологии, физике.

Проведены расчеты многослойных интерференционных зеркал для суб-терагерцовом диапазоне. Показано, что зеркала из 7 слоев кристаллического кремния и оксида церия позволяют получить высокий коэффициент отражения во всей полосе 60 ГГц, причем независимо от угла падения и состояния поляризации падающего излучения. Такие зеркала могут быть использованы в системах беспроводной передачи данных в полосе 60 ГГц.

**Список литературы:** 1. *M.Yu. Glyavin, A. G. Luchinin, G.Yu. Golubiatnikov* Generation of 1.5-kW, 1-THz Coherent Radiation from a Gyrotron with a Pulsed Magnetic Field // *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 100, p. 015101, 2008. 2. *A. Dobroiu, M. Yamashita, Y. N. Ohshima, Y. Morita, C. Otani, and K. Kawase* Terahertz imaging system based on a backward-wave oscillator // *Appl. Opt.*, Vol. 43., p. 5637-5646, 2004. 3. *W. L. Chan, J. Deibel and D. M. Mittleman* Imaging with terahertz radiation // *Rep. Prog. Phys.*, Vol. 70, p. 1325-1379, 2007. 4. *N. Karpowicz, H. Zhong, J. Xu, K-I Lin, J-S Hwang and X-C Zhang* Comparison between pulsed terahertz time-domain imaging and continuous wave terahertz imaging // *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 20, p. 293-99, 2005. 5. *N. Orihashi, S. Suzuki, and M. Asada* One THz harmonic oscillation of resonant tunneling diodes // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 87, p. 233501, 2005. 6. *H. Eisele, M. Naftaly, and R. Kamoua* Generation of submillimeterwave radiation with GaAs TUNNETT diodes and InP Gunn devices in a second or higher harmonic mode // *Int. J. Infrared Millim.Waves*, Vol. 26, no. 1, p. 1-14, 2005. 7. *M. C. Gaidis, H. M. Pickett, C. D. Smith, S. C. Martin, P. R. Smith, and P. H. Siegel* A review of frequency measurements of optically pumped lasers from 0.1 to 8 THz // *J. Appl. Phys.*, Vol. 60, no. 12, p. R161-R192, 1986. 8. *W. W. Bewley, J. R. Lindle, C. S. Kim, I. Vurgaftman, J. R. Meyer, A. J. Evans, J. S. Yu, S. Slivken, and M. Razeghi* Beam steering in high-power CW quantum-cascade lasers // *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 41, no. 6, p. 833-841, 2005. 9. *C. Walther, M. Fischer, G. Scalari, R. Terazzi, N. Hoyler, and J. Faist* Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 91, p. 131122, 2007. 10. *S. Verghese, K. Mcintosh, E. Brown* Highly tunable fiber-coupled photomixers with coherent terahertz output power // *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, Vol. 45, p. 1301-1309, 1997. 11. *H. Ito, F. Nakajima, T. Furuta, and T. Ishibashi* Continuous THz wave generation using antenna-integrated uni-travelling-carrier photodiodes // *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 20, p. S191-S198, 2005. 12. *A. Hirata, T. Kosugi, H. Takahashi, R. Yamaguchi, F. Nakajima, T. Furuta, H. Ito, H. Sugahara, Y. Sato, T. Nagatsuma* 120-GHz-band millimeter-wave photonic wireless link for 10-Gb/s data transmission // *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.* Vol. 54, p. 1937-1944, 2006. 13. *B. A. Knyazev, G. N. Kulipanov and N. A. Vinokurov* Novosibirsk terahertz free electron laser: instrumentation development and experimental achievements // *Meas. Sci. Technol.* Vol. 21, p. 054017, 2010. 14. *G. Dammertz et al.* Development of a 140-GHz 1-MW continuous wave gyrotron for the W7-X stellarator // *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 30, no. 3, pp. 808-818, 2002. 15. *C. Fattinger, and D. Grischkowsky* Terahertz beams // *Appl. Phys. Lett.* Vol. 54, p. 490-494, 1989. 16. *C. Fattinger, and D. Grischkowsky* Point source terahertz optics // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 53, p. 1480-1482, 1988. 17. *P. R. Smith, D. H. Auston, and M. C. Nuss* Subpicosecond photoconducting dipole antennas // *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. 24, p. 255-260, 1988. 18. *S. E. Ralph, D. Grischkowsky* Trap-Enhanced Electric-Fields in Semi-Insulators – the Role of Electrical and Optical Carrier Injection // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 59, p. 1972-1974, 1991. 19. *M. Tani, S. Matsuura, K. Sakai, and S. Nakashima* Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs // *Appl. Opt.* Vol. 36, p. 7853-7859, 1997. 20. *M. Tani, S. Matsuura, K. Sakai, and S. Nakashima* Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs // *Appl. Opt.*, Vol. 36, No. 30, p. 7853-7859, 1997. 21. *E. Budiarto, J. Margohes, S. Jeong, J. Son and J. Bokor: G. Zhao, R. N. Schouten, N. Van-der-Valk, W. T. Wenckebach, and P. C. M. Planken* Design and performance of a THz emission and detection setup based on a semi-insulating GaAs emitter // *Rev. Sci. Instrum.* Vol. 73, p. 1715-1719, 2002. 22. *Y. C. Shen, P. C. Upadhyay, E. H. Linfield, and H. E. Beere* Ultrabroadband terahertz radiation from low-temperature-grown GaAs photoconductive emitters // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 83, p. 3117-3119, 2003. 23. *D. You, R. R. Jones, P. H. Bucksbaum, and D. R. Dykaar* Generation of high-power sub-single-cycle 500-fs electromagnetic pulses // *Opt. Lett.*, Vol. 18, p. 290-292, 1993. 24. *E. Budiarto, J. Margolies, S. Jeong, J. Son, and J. Bokor* High-Intensity Terahertz Pulses at 1-kHz Repetition Rate // *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 32, p. 1839-1846, 1996. 25. *R. W. Boyd*, *Nonlinear Optics* // Academic Press, Boston, p. 9, 2003. 26. *K. H. Yang, P. L. Richards, and Y. R. Shen* Generation of far-infrared radiation by picosecond light pulses in LiNbO3 // *Appl. Phys. Lett.* Vol. 19, p. 320-323, 1971. 27. *T. Yajima and N. Takeuchi* Spectral Properties and Tunability of Far-Infrared Difference-frequency Radiation Produced by Picosecond Laser Pulses // *Jpn J. Appl. Phys.* Vol. 10, p. 907-915, 1971. 28. *X.-C. Zhang, X. F. Ma, Y. Jin, T.-M. Lu, E. P. Boden, P. D. Phelps, K. R. Stewart, and C. P. Yakymyshyn* Terahertz optical rectification from a nonlinear organic crystal // *Appl. Phys. Lett.* Vol. 61, p. 3080-3082, 1992. 29. *X.-C. Zhang, Y. Jin, K. Yang, and L. J. Schowalter* Resonant nonlinear susceptibility near the GaAs band gap // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 69, p. 2303-2306, 1992. 30. *A. Rice, Y. Jin, X. F. Ma, X.-C. Zhang, D. Bliss, J. Larkin, and M. Alexander* Terahertz optical rectification from <110> zinc-blende crystals // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 64, p. 1324-1326, 1994. 31. *A. M. Sinyukov, and L. M. Hayden* Generation and detection of terahertz radiation with multilayered electro-optic polymer films // *Opt. Lett.*, Vol. 27, p. 55-57, 2002. 32. *Q. Chen, M. Tani, Z.*

Jiang, and X.-C. Zhang // Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications // J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 18, p. 823, 2001. 33. A. Nahata, A. S. Welington, and T. F. Heinz A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling // Appl. Phys. Lett., Vol. 69, p. 2321, 1996. 34. A. Bonvalet, M. Joffre, J. L. Martin, and A. Migus Generation of ultrabroadband femtosecond pulses in the mid-infrared by optical rectification of 15 fs light pulses at 100 MHz repetition rate // Appl. Phys. Lett., Vol. 67, p. 2907-2909, 1995. 35. P. Y. Han, and X.-C. Zhang Coherent, broadband mid-infrared terahertz beam sensors // Appl. Phys. Lett., Vol. 73, p. 3049-3051, 1998. 36. R. Huber, A. Brodshelm, F. Tauser, and A. Leitenstorfer Generation and field-resolved detection of femtosecond electromagnetic pulses tunable up to 41 THz // Appl. Phys. Lett., Vol. 76, p. 3191-3193, 2000. 37. T. Löffler, T. Hahn, M. Thomson, F. Jacob, and H. G. Roskos Large-area electro-optic ZnTe terahertz emitters // Opt. Express, Vol. 13, No. 14, p. 5353-5362, 2005. 38. J. Hebling, K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal, and K. A. Nelson Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities // J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 25, B6-B19, 2008. 39. A. G. Stepanov, L. Bonacina, S. V. Chekalin, and J.-P. Wolf Generation of 30  $\mu$ J single-cycle terahertz pulses at 100 Hz repetition rate by optical rectification // Opt. Lett., Vol. 33, p. 2497-2499, 2008. 40. Y.-S. Lee, T. Meade, V. Perlin, H. Winful, T. B. Norris, A. Galvanauskas Generation of narrow-band terahertz radiation via optical rectification of femtosecond pulses in periodically poled lithium niobate // Appl. Phys. Lett., Vol. 76, p. 2505-7, 2000. 41. K. L. Vodopyanov Optical generation of narrow-band terahertz packets in periodically inverted electro-optic crystals: conversion efficiency and optimal laser pulse format // Opt. Express 14, p. 2263-2276, 2006. 42. M. Reid and R. Fedosejevs Terahertz emission from surface optical rectification in n-InAs // Proc. SPIE, Photonics North 2004: Optical Components and Devices, Vol. 5577, p. 659, 2004. 43. S. L. Chuang, S. Schmitt-Rink, B. I. Greene, P. N. Saeta, and A. F. J. Levi Optical rectification at semiconductor surfaces // Phys. Rev. Lett., Vol. 68, p. 102-105, 1992. 44. P. Gu, M. Tani, S. Kono, K. Sakai, and X.-C. Zhang Study of terahertz radiation from InAs and InSb // J. Appl. Phys., Vol. 91, p. 5533-5537, 2002. 45. X.-C. Zhang, B.B. Hu, J.T. Darrow and D.H. Auston Generation of Femtosecond Electromagnetic Pulses from Semiconductor Surfaces // Appl. Phys. Lett., Vol. 56, p. 1011, 1990. 46. X.-C. Zhang, J.T. Darrow, B.B. Hu, D.H. Auston, M.T. Schmidt, P. Tham and E.S. Yang Optically Induced Electromagnetic Radiation from Semiconductor Surfaces // Appl. Phys. Lett., Vol. 56, p. 2228, 1990. 47. T. Dekorsy, H. Auer, H. J. Bakker, H. G. Roskos, and H. Kurz // THz electromagnetic emission by coherent infrared-active phonons", Phys. Rev. B, Vol. 53, p. 4005-4014, 1996. 48. M. B. Johnston, D. M. Whittaker, A. Corchia, A. G. Davies, and E. H. Linfield Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces // Phys. Rev. B, Vol. 65, p. 165301, 2002. 49. Z. L. Liu, H. Ohtake, S. Izumida, S. Ono, N. Sarukura Intense THz radiation from semiconductors under magnetic field irradiated with femtosecond laser pulses // Opt. Quantum Electron., Vol. 32, p. 521, 2000. 50. Takahashi, H.; Suzuki, Y.; Sakai, M.; Ono, S.; Sarukura, N.; Sugiura, T.; Hirosumi, T.; Yoshida, M., "Significant enhancement of terahertz radiation from InSb by use of a compact fiber laser and an external magnetic field", Appl. Phys. Lett., Vol. 82, p. 2005, 2003. 51. N. Sarukura, H. Ohtake, S. Izumida, Z. L. Liu High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics // J. Appl. Phys., Vol. 84, p. 654, 1998. 52. Y. Shen, T. Watanabe, D. A. Arena, C.-C. Kao, J. B. Murphy, T. Y. Tsang, X. J. Wang, and G. L. Carr Nonlinear Cross-Phase Modulation with Intense Single-Cycle Terahertz Pulses // Phys. Rev. Lett., Vol. 99, p. 043901, 2007. 53. G. L. Carr, Michael C. Martin, Wayne R. McKinney, K. Jordan, George R. Neil & G. P. Williams High-power terahertz radiation from relativistic electrons // Nature, Vol. 420, p. 153-156, 2002. 54. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, and R.W. Falcone Subpicosecond electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction // Phys. Rev. Lett., Vol. 71, p. 2725-2728, 1993. 55. D. J. Cook and R.M. Hochstrasser Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air // Opt. Lett., Vol. 25, p. 1210-1212, 2000. 56. Xu Xie, Jianming Dai, and X.-C. Zhang Coherent Control of THz Wave Generation in Ambient Air // Phys. Rev. Lett., Vol. 96, p. 075005, 2006. 57. M. D. Thomson, V. Blank, and H. G. Roskos Terahertz white-light pulses from an air plasma photo-induced by incommensurate two-color optical fields // Opt. Express, Vol. 18, p. 23173-23182, 2010. 58. K. Y. Kim, A. J. Taylor, J. H. Glowina & G. Rodriguez Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions // Nature Photonics, Vol. 2, p. 605 - 609, 2008. 59. J. Liu, J. Dai, S. L. Chin & X.-C. Zhang Broadband terahertz wave remote sensing using coherent manipulation of fluorescence from asymmetrically ionized gases // Nature Photonics, Vol. 4, p. 627-631, 2010. 60. K. Wang and D. M. Mittleman Metal wires for terahertz wave guiding // Nature, Vol. 432, p. 376-379, 2004. 61. H. Nemeč, P. Kuzel, L. Duvillaret, A. Pashkin, M. Dressel, and M. T. Sebastian Highly tunable photonic crystal filter for the terahertz range // Opt. Lett., Vol. 30, p. 549-551, 2005. 62. H-T Chen, J. F. O'Hara, A. J. Taylor, R. D. Averitt, C. Highstrete, M. Lee, and W. J. Padilla // Complementary

planar terahertz metamaterials // *Opt. Express*, Vol. 15, p. 1084-1095, p. 2007. 63. *N. Krumbholz, K. Gerlach, F. Rutz, M. Koch, R. Piesiewicz, T. Kürner, and D. Mittleman* Omnidirectional terahertz mirrors: A key element for future terahertz communication systems // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 88, p. 202905, 2006. 64. *S. Z. A. Lo and T. E. Murphy* // Nanoporous silicon multilayers for terahertz filtering // *Opt. Lett.* 34, p. 2921-2923, 2009. 65. *H. Nemeč, P. Kuzel, L. Duvillaret, A. Pashkin, M. Dressel, and M. T. Sebastian* Highly tunable photonic crystal filter for the terahertz range // *Opt. Lett.* 30, 549-5516 2005. 66. *S. Cherry* Edholm's law of bandwidth // *IEEE Spectr.*, Vol. 41, No. 7, p. 50, 2004. 67. *A. Hirata, T. Kosugi, H. Takahashi, R. Yamaguchi, F. Nakajima, T. Furuta, H. Ito, H. Sugahara, Y. Sato, T. Nagatsuma* 120-GHz-band millimeter-wave photonic wireless link for 10-Gb/s data transmission // *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.* Vol. 54, p. 1937-1944, 2006. 68. *M. Weiß, M. Huchard, A. Stöhr, B. Charbonnier, S. Fedderwitz, and D. S. Jäger* 60-GHz Photonic Millimeter-Wave Link for Short- to Medium-Range Wireless Transmission Up to 12.5 Gb/s // *J. Lightwave Technol.*, Vol. 26, No. 15, p. 2424-2429, 2008. 69. *S. A. Lo and T. E. Murphy* Porous Silicon Based Terahertz Bragg Grating Filter // *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference, OSA Technical Digest (CD)* (Optical Society of America, 2009), paper CThFF3. 70. *N. I. Santha, M. T. Sebastian, P. Mohanan, N. M. Alford, K. Sarma, R. C. Pullar, S. Kamba, A. Pashkin, P. Samukhina, and J. Petzelt* Effect of Doping on the Dielectric Properties of Cerium Oxide in the Microwave and Far-Infrared Frequency Range // *J. Am. Ceram. Soc.* Vol. 87, p. 1233, 2004. 71. *G. Grüner, ed.*, *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids* // Springer-Verlag, Berlin, 1998.

*Харьковский национальный  
университет радиозлектроники*

*Поступила в редколлегию 25.10.2011*