

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Ордена Ленина Сибирское отделение
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

В.В. Герасимов, Б.А. Князев, П.Д. Рудыч,
В.С. Черкасский

ФРЕНЕЛЕВСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ
В ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТАХ И ДЕТЕКТОРАХ
ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

ИЯФ 2006-23

НОВОСИБИРСК
2006

**Френелевское отражение
в оптических элементах и детекторах
для терагерцового диапазона**

В.В. Герасимов, Б.А. Князев, П.Д. Рудыч, В.С. Черкасский

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
Новосибирский государственный университет
630090 Новосибирск, СО РАН

При экспериментах с монохроматическим терагерцовым излучением важными элементами являются плоскопараллельные диэлектрические и полупроводниковые окна, светоделители и поглотители излучения, а также отражающие металлические поверхности. Большая по сравнению с видимым диапазоном длина волны излучения приводит к тому, что в относительно прозрачных элементах (при характерной для оптических систем их толщине порядка миллиметра) существенное значение приобретает многолучевая интерференция, приводящая к вариациям характеристик оптических элементов и детекторов от длины волны. Обнаружено, что болометрическим измерителям мощности с кристаллом в качестве поглотителя терагерцового излучения, а также пироэлектрическим детекторам с германиевым входным окном, свойственны индивидуальные периодические вариации чувствительности при изменении длины волны. Рассчитаны в диапазоне длин волн 30 – 300 мкм основные характеристики окон и светоделителей из кремния, германия, полипропилена и лавсана – материалов, которые представляют наибольший интерес для пользователей Новосибирского лазера на свободных электронах. Приведены графики для сдвига фазы терагерцовых волн *s*- и *p*-поляризаций при их отражении от поверхности металлов как функции длины волны и угла падения. Используя формулы Френеля для обработки экспериментов по измерению коэффициента отражения терагерцового излучения от стекла К8, показано, что в этом диапазоне он равен при нормальном падении 16%, а коэффициент поглощения – 860 см⁻¹.

Fresnel reflection in optical components and detectors for terahertz radiation

V. V. Gerasimov, B. A. Knyazev, P. D. Rudych, V. S. Cherkassky

Institute of Nuclear Physics, 630090, Novosibirsk
Novosibirsk State University, 630090, Novosibirsk
E-mail: knyazev@inp.nsk.su

Abstract

Plane-parallel dielectric and semiconductor windows, beamsplitters and radiation absorbers, as well as reflective metal surfaces, are the important components in the experiments with terahertz radiation. Because of the large wavelength, the multiple-beam interference gains in importance in comparison with the visible light for optical elements with the thickness of about one millimeter which is typical for optical systems. It leads to variations of the optical component characteristics and detector sensitivity vs. wavelength. We found out that the individual periodic variations of sensitivity vs. wavelength are intrinsic to the bolometers with a crystal as the absorber and to the pyroelectric detectors with germanium window. Main characteristics of silicon, germanium, polypropylene and mylar windows and beamsplitters, which are the materials of interest for the Novosibirsk free electron laser users, are calculated for the spectral range from 30 to 300 micrometers. Plots of the phase shift for *s*- and *p*-polarization terahertz waves reflected from metal surfaces vs. wavelength and incident angle are given. Using Fresnel's equations for processing the experimental results, we found the reflection coefficient for K8 (equivalent to BK7) glass in the terahertz region to be equal to 16% at the normal incidence and the absorption coefficient to be 860 cm^{-1} .

1. Введение

Освоение спектральной области от тридцати до трехсот микрометров, которую принято называть терагерцовым диапазоном, привело к росту числа экспериментов с использованием излучения этого спектрального диапазона (см., например, [1]). Большая часть исследований выполнена с использованием источников излучения с очень низкой средней мощностью. Для регистрации и визуализации такого излучения разработаны достаточно изощренные методы [2].

Недавно запущенный в эксплуатацию в центре коллективного пользования «Центр фотохимических исследований СО РАН» Новосибирский лазер на свободных электронах (НЛСЭ) является источником монохроматического импульсно-периодического когерентного излучения со средней мощностью до 400 Вт [3, 4]. Поскольку мощность НЛСЭ на несколько порядков величины превышает мощность всех других источников терагерцового излучения, то для его регистрации можно использовать методы, отличающиеся от принятых в этом диапазоне. Мы разработали для регистрации излучения НЛСЭ несколько новых методов, а также адаптировали методы, обычно используемые в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. При такой адаптации, однако, нужно принимать во внимание, что длина волны измеряемого излучения на два порядка больше, чем в видимой области. Поэтому необходимо быть уверенным, что при расчетах и использовании таких элементов как отражатели, светоделители и поглотители излучения мы не выходим за пределы применимости используемых моделей. Все рассматриваемые эффекты хорошо известны из классической оптики, и наша задача состоит в анализе влияния их совокупности при исследованиях в терагерцовом диапазоне, что, без сомнения, будет особенно полезным для пользователей, чьи специальности далеки от физики.

В разделе 2 мы приведем формулы для френелевского отражения на границе сред, хотя бы одна из которых поглощает излучение. Известно, что если использовать в уравнениях Френеля комплексный показатель преломления, то ими может быть описано отражение от поглощающих излучение сред и от металлов [5]. В разделе 3 будут вычислены коэффициенты пропускания, T , отражения, R , и потерь, A , металлов (от тонких пленок до массивных образцов) для излучения терагерцового диапазона. Там же приводится сдвиг фазы волны как функция угла падения при отражении s - и p -волн терагерцового диапазона для некоторых металлов. Раздел 4 посвящен расчетам про-

хождения терагерцового излучения через плоскопараллельные пластинки и пленки. Все численные расчеты выполнены для диапазона длин волн 30 – 300 мкм (частотный диапазон 10 – 1 ТГц), который перекрывает фундаментальную, а также вторую и третью гармоники лазерного излучения. В разделе 5 мы используем полученные результаты для обсуждения особенностей регистрации терагерцового излучения болометром, в котором в качестве поглощающего объекта используется частично пропускающая плоскопараллельная пластинка (раздел 5), а в разделе 6 – применим формулы Френеля для вычисления коэффициентов отражения и поглощения при падении терагерцового излучения на поверхность стекла К8.

2. Формулы Френеля для сред с комплексным показателем преломления

Если решение волнового уравнения для плоской монохроматической волны, распространяющейся в направлении z , записать в виде

$$E = E_0 \exp \left[i\omega \left(t - \frac{\tilde{n}z}{c} \right) \right], \quad (1)$$

то комплексный показатель преломления определяется выражением

$$\tilde{n} = n - ik. \quad (2)$$

Коэффициент поглощения волны для амплитуды тогда равен

$$k = \frac{2\pi\kappa}{\lambda}, \quad (3)$$

а для интенсивности

$$K = \frac{4\pi\kappa}{\lambda}. \quad (4)$$

Здесь и далее ω – частота, а λ – длина волны излучения в вакууме. Для волны, падающей под углом θ_0 на поверхность, разделяющую две среды с показателями преломления \tilde{n}_0 и \tilde{n}_1 френелевские амплитудные коэффициенты отражения r и пропускания t для s и p поляризаций имеют вид

$$r_s = \frac{\tilde{n}_0 \cos \theta_0 - \tilde{n}_1 \cos \theta_1}{\tilde{n}_0 \cos \theta_0 + \tilde{n}_1 \cos \theta_1}, \quad (5)$$

$$r_p = \frac{\tilde{n}_1 \cos \theta_0 - \tilde{n}_0 \cos \theta_1}{\tilde{n}_1 \cos \theta_0 + \tilde{n}_0 \cos \theta_1}, \quad (6)$$

$$t_s = \frac{2\tilde{n}_0 \cos \theta_0}{\tilde{n}_0 \cos \theta_0 + \tilde{n}_1 \cos \theta_1}, \quad (7)$$

$$t_p = \frac{2\tilde{n}_0 \cos \theta_0}{\tilde{n}_1 \cos \theta_0 + \tilde{n}_0 \cos \theta_1}, \quad (8)$$

При решении этих уравнений совместно с законом преломления

$$\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_1} = \frac{\tilde{n}_1}{\tilde{n}_0} \quad (9)$$

нужно учитывать, что для поглощающих сред угол преломления также в общем случае комплексный. Например, при отражении от среды с комплексным показателем преломления мы получим амплитудные коэффициенты отражения в виде

$$r_s = |r_s| e^{i\varphi_s}, \quad (10)$$

$$r_p = |r_p| e^{i\varphi_p}, \quad (11)$$

где φ_p и φ_s - изменение фазы при отражении. Коэффициент поглощения по интенсивности при этом равен

$$R_{s,p} = r_{s,p} r_{s,p}^* \quad (12)$$

а коэффициент пропускания в отсутствие потерь на поверхности $T = 1 - R$.

Приведенные в данном разделе формулы можно использовать при расчетах отражения излучения как от диэлектриков, так и металлов.

3. Отражение терагерцового излучения от металлических поверхностей

Массивные металлические зеркала и зеркала в виде металлической пленки на стеклянной пластинке являются одним из компонентов рабочих станций на НЛСЭ. Диапазон частот 1 – 10 ТГц для большинства металлов соответствует области нормального скин-эффекта $\delta = c / (2\pi\sigma\omega)^{1/2}$, где σ – проводимость металла. Металлы с самой высокой проводимостью (медь, алюминий) на верхнем пределе частот попадают в область слабо аномального скин-эффекта, но в нашем случае эта поправка не имеет существенного значения (см. рис. 3, 4 в работе [6]). При $f = 1$ ТГц толщина скин-слоя для алюминия равна 0.055 мкм, а для меди – 0.07 мкм.

При отражении излучения от металлических поверхностей происходит скачок фазы волны, зависящий от угла падения и поляризации падающей волны, что в общем случае приводит к эллиптической поляризации отраженного излучения. Кроме того, некоторая доля излучения поглощается в металле. Вычислим эти величины для субмиллиметрового диапазона, переписав выражения (7) – (8) в виде

$$r_s = \frac{n_0 \cos \theta_0 - \tilde{n}_1 \sqrt{1 - n_0^2 / \tilde{n}_1^2 \sin^2 \theta_0}}{n_0 \cos \theta_0 + \tilde{n}_1 \sqrt{1 - n_0^2 / \tilde{n}_1^2 \sin^2 \theta_0}}, \quad (13)$$

$$r_p = \frac{\tilde{n}_1 \cos \theta_0 - n_0 \sqrt{1 - n_0^2 / \tilde{n}_1^2 \sin^2 \theta_0}}{\tilde{n}_1 \cos \theta_0 + \tilde{n}_0 \sqrt{1 - n_0^2 / \tilde{n}_1^2 \sin^2 \theta_0}}. \quad (14)$$

Если решение волнового уравнения записано в виде (1), то комплексная диэлектрическая постоянная металла в приближении Друдэ определяется как

$$\varepsilon(\omega) = \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + \Gamma^2)} - \frac{i\Gamma\omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)}, \quad (15)$$

где ω_p^2 – плазменная частота, а Γ – частота столкновения электронов в металле (см. подробнее в [6]). Для $n_0 = 1$ и $\tilde{n}_1 = \sqrt{\varepsilon(\omega)}$ из (10) и (11) найдем сдвиги фазы при отражении терагерцового излучения от меди и алюминия. На рис. 1 приведены зависимости сдвига фазы от длины волны при угле падения излучения $\theta_0 = 45^\circ$ для p - и s -поляризации. Видно, что фаза s -волны,

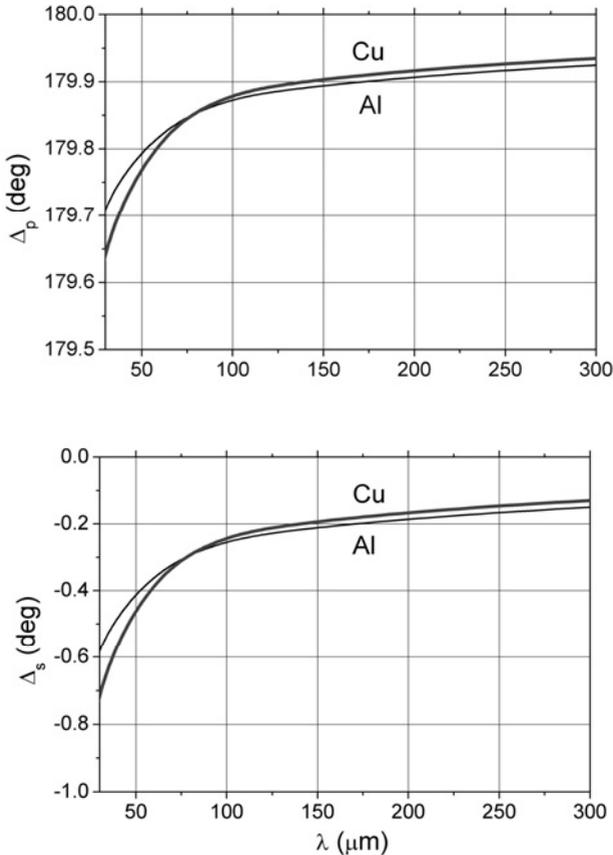


Рис. 1. Вверху: зависимости сдвига фазы от длины волны при отражении от меди (толстая линия) и алюминия (тонкая линия) для p -поляризации. Внизу – то же для s -поляризации. Угол падения излучения $\theta_0 = 45^\circ$.

как и следует из граничных условий, сдвигается при отражении почти на 180° , тогда как изменение фазы p -волны очень мало. Сдвиг фазы s -волны, показанный на рис. 2 для длины волны излучения 130 мкм , при изменении угла падения почти не меняется по величине, тогда как для p -волны он плавно возрастает от очень малой величины до -180° .

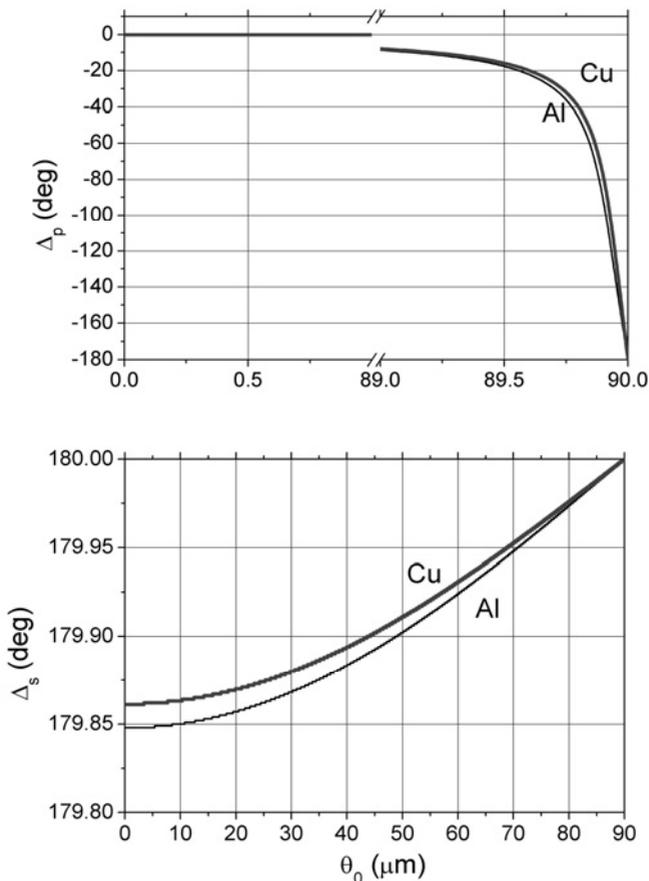


Рис. 2. Зависимости сдвига фазы от угла падения при отражении от меди (толстая линия) и алюминия (тонкая линия) для p -поляризации (вверху) и s -поляризации (внизу). Длина волны излучения $\lambda=130 \text{ мкс}$.

Изменение модуля амплитудного коэффициента отражения также кардинально различается для s - и p -поляризаций (рис. 3). Для s -поляризации он плавно возрастает от примерно 0.998 при нормальном падении до 1.0 при скользющем падении. Амплитудный коэффициент поглощения для p -волны

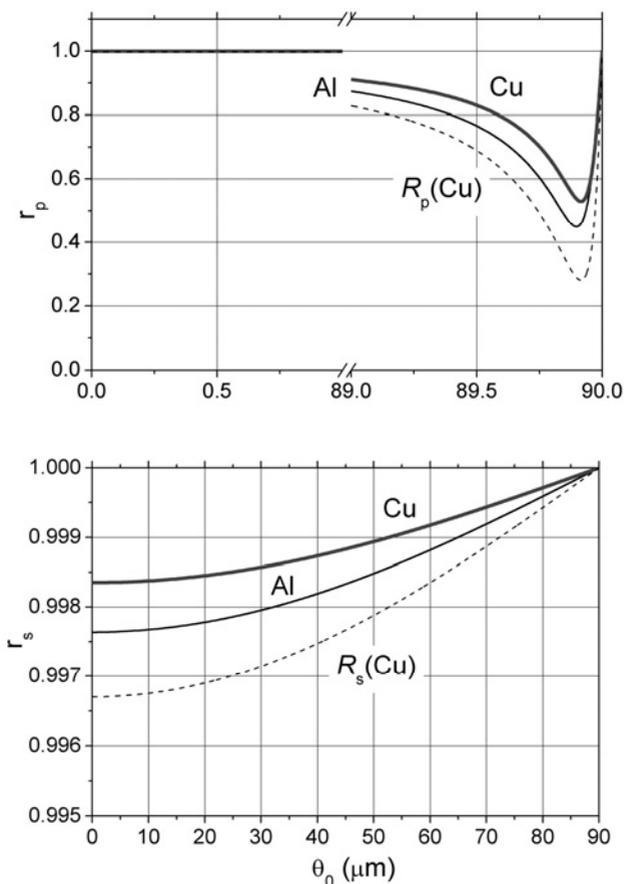


Рис. 3. Модуль амплитудного коэффициента отражения от меди (толстая линия) и алюминия (тонкая линия) для p -поляризации (вверху) и s -поляризации (внизу) в зависимости от угла падения. Пунктир – коэффициент отражения от меди для интенсивности волны.

очень медленно падает, достигая минимального значения около 0.5 при угле 89.9° (!), после чего, как следует и из общих соображений, быстро возрастает до единицы. Заметим, что коэффициент отражения по интенсивности R при этом равен всего лишь 27% для медной поверхности, то есть при этом должны наблюдаться большие омические потери. Результат этот несколько необычен, если сравнивать с теми же характеристиками излучения в ближнем ИК-диапазоне. Действительно, рост коэффициента поглощения там значительно ниже и максимума он достигает при меньших, хотя тоже достаточно

больших, углах ($R_p = 0.86$ при 89.3° для $\lambda = 9.4$ мкм и $R_p = 0.98$ при 83° для $\lambda = 0.94$ мкм). Расчет по формуле, приведенной в [7] совпадает с полученными здесь результатами. Сильное затухание p -волны при скользящем падении на металл отмечено также в работе [8].

В транспортном канале, подводящем излучение Новосибирского ЛСЭ к пользовательским рабочим станциям, излучение линейно поляризованное с наклоном плоскости поляризации по отношению в горизонтали около 18° (см. рис. 4). В рабочие станции, расположенные под каналом, оно выводится металлическими зеркалами путем двух отражений на 90° . Если излучение на станцию выводится поперек плоскости транспортного канала, то сдвиги фаз взаимно-перпендикулярных компонент волны после двух отражений компенсируются, и излучение остается линейно поляризованным. При выводе излучения в плоскости канала излучение на станции становится эллиптически поляризованным, однако отношение полуосей эллипса поляризации составляет всего 10^{-3} , следовательно, оно с хорошей точностью может считаться линейно поляризованным.

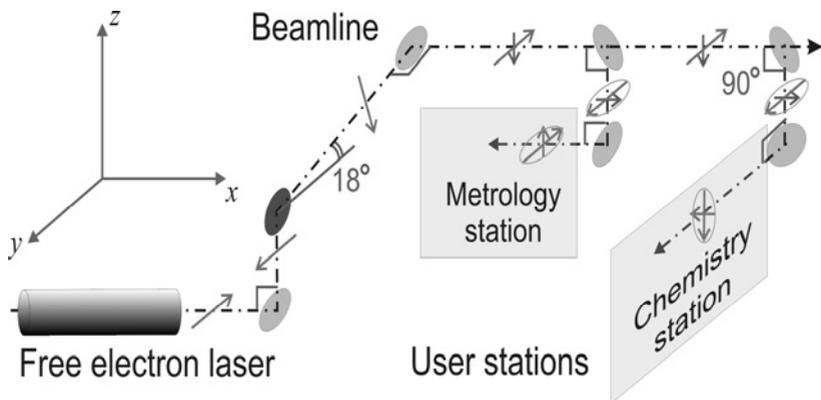


Рис. 4. Схема транспортного канала для вывода излучения лазера на свободных электронах к станциям пользователей и направление поляризации в отдельных участках канала. После отражения от зеркала А в канале, проходящем вдоль станций, плоскость вектора электрического поля излучения наклонена на 18° по отношению к горизонту, поэтому после отражений от двух следующих зеркал оно приобретает слабую эллиптическую поляризацию (см. текст).

Кроме металлических зеркал для отражения терагерцового излучения используются тонкие металлические пленки, напыленные на диэлектрики или полупроводники. Известно [9], что металлические пленки достаточно хорошо отражают излучение, даже если их толщины значительно меньше

толщины скинслоя. Коэффициенты отражения, пропускания и потерь для интенсивности излучения при нормальном падении на металлическую пленку толщиной d равны, соответственно,

$$R = \alpha^2 / (1 + \alpha^2)^2; \quad T = 1 / (1 + \alpha^2); \quad A = 1 - R - T.$$

Они являются универсальными функциями параметра $\alpha = 2\pi\sigma d / c$ и в случае нормального скин-эффекта не зависят от частоты падающего излучения. Из рис. 5 видно, что для алюминия и меди уже при толщине слоя 0.1 мкм коэффициент отражения практически равен 100%, а потери отсутствуют. Возможные отклонения связаны с поверхностными примесями и несовершенствами поверхности. Таким образом, тонкие металлические пленки могут быть хорошими зеркалами в терагерцовом диапазоне. Более подробный анализ тонкопленочных зеркал, учитывающий возможные потери энергии в материале подложки, выходит за рамки данной работы.

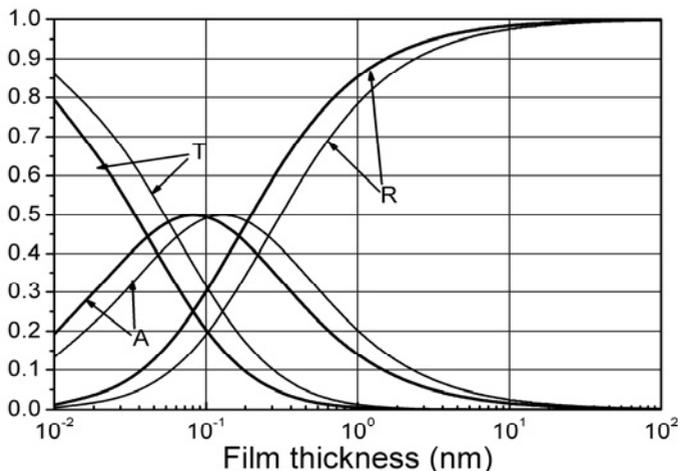


Рис. 5. Коэффициенты отражения (R), пропускания (T) и поглощения (A) по интенсивности для тонких пленок меди (толстые линии), и алюминия (тонкие линии) при нормальном падении как функции толщины пленки.

4. Светоделители и окна

При прохождении излучения через светоделители и окна роль интерференционных эффектов в терагерцовом диапазоне существенно выше, чем в видимом и ближнем ИК диапазонах. В терагерцовом диапазоне набор относительно прозрачных материалов, пригодных служить оптическими элементами, весьма ограничен. К таким материалам относятся, например, полипропилен, полистирол, тефлон, полиэтилен, кремний, германий. Кривые зависимости действительной и мнимой частей показателя преломления ряда мате-

риалов от длины волны можно найти в [10 – 12]. Характерная величина натурального показателя поглощения для этих материалов в диапазоне длин волн 30 – 300 мкм составляет $0.1 - 3 \text{ см}^{-1}$, что значительно больше, чем для оптических материалов в видимом и ближнем ИК-диапазоне. По этой причине в оптических устройствах приходится использовать тонкие окна (толщиной порядка миллиметра и менее), в которых роль многолучевой интерференции велика. С другой стороны, большая длина волны позволяет легко изготовить светоделители с оптической толщиной, значительно меньшей длины волны.

Вычислим энергетические коэффициенты пропускания и отражения для некоторых плоскопараллельных диэлектрических пластинок и пленок с учетом многократного отражения [5]

$$T_{p,s} = \left[\frac{t_{p,s} \tilde{t}_{p,s}}{1 - r_{p,s}^2 \cdot \exp\left(\frac{-i4\pi d \tilde{n} \cos(\theta_1)}{\lambda}\right)} \right]^2,$$

$$R_{p,s} = \left[r_{p,s} - \frac{t_{p,s} \tilde{t}_{p,s} r_{p,s}}{\exp\left(\frac{i4\pi d \tilde{n} \cos(\theta_1)}{\lambda}\right) - r_{p,s}^2} \right]^2.$$

Потери на поглощение учтены здесь автоматически благодаря использованию комплексного показателя преломления. Результаты расчетов приведены в серии рисунков 6 – 14.

Одним из наиболее перспективных светоделителей в терагерцовом диапазоне по совокупности механических и оптических свойств является полипропилен. На рис. 6 и 7 показаны коэффициенты отражения, пропускания и поглощения 20-микронной полипропиленовой пленки для р- и s-поляризаций при угле падения 45° и 75° , вычисленные используя оптические параметры, приведенные в [10]. На рис. 8 показаны те же коэффициенты в зависимости от угла падения излучения на делитель для длины волны $\lambda = 150$ мкм.

На рис. 9 – 11 показаны аналогичные зависимости для лавсановой пленки. На рис. 9 показаны расчетная зависимость коэффициента пропускания неполяризованного излучения для делителя из 20 мкм лавсановой пленки и экспериментальная, снятая на фурье-спектрометре (ФС). Угол падения излучения на делитель составляет 45° , показатель преломления принимался равным 1.8. Видно, что вычисленный и экспериментально измеренный коэффициенты пропускания достаточно хорошо совпадают.

На рис. 13 приведены расчетные зависимости пропускания, отражения и поглощения излучения как функции длины волны при нормальном падении излучения на 100-микронную кремниевую (толстая линия) и германиевую (тонкая линия) пластинки высокой чистоты. Из-за больших значений коэффициента преломления этих материалов ($n = 3.43$ и $n = 3.99$, соответствен-

но), интерференционные эффекты в них особенно сильны. Разное расстояние между максимумами связано с различием в показателе преломления. Потери на поглощение в кремнии на порядок ниже, чем в германии.

На рис. 14 также приведены расчетный (тонкая линия) и измеренный с разрешением 1.5 см^{-1} на фурье-спектрометре (толстая линия) спектры пропускания неполяризованного излучения при нормальном падении на кремниевую пластинку толщиной 363 мкм. Видно, что кривые хорошо совпадают, что подтверждает точность расчетов, выполненных в данном разделе.

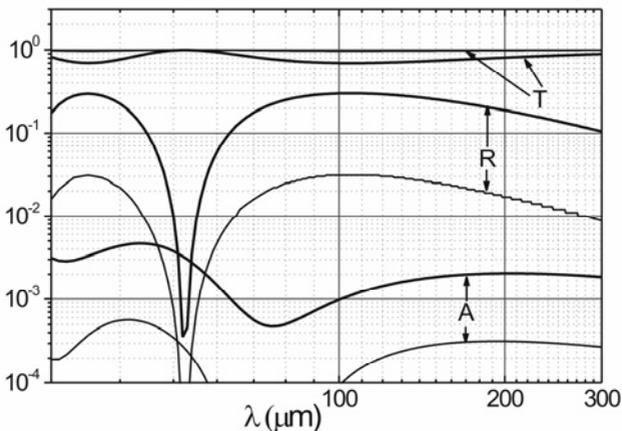


Рис. 6. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения полипропиленовой пленки толщиной 20 мкм при угле падения 45° : р-поляризация (тонкая линия), s-поляризация (толстая линия).

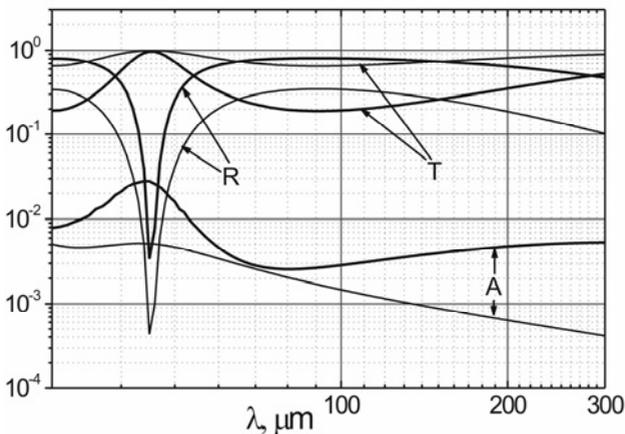


Рис. 7. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения полипропиленовой пленки толщиной 20 мкм при угле падения 75° : р-поляризация (тонкая линия), s-поляризация (толстая линия).

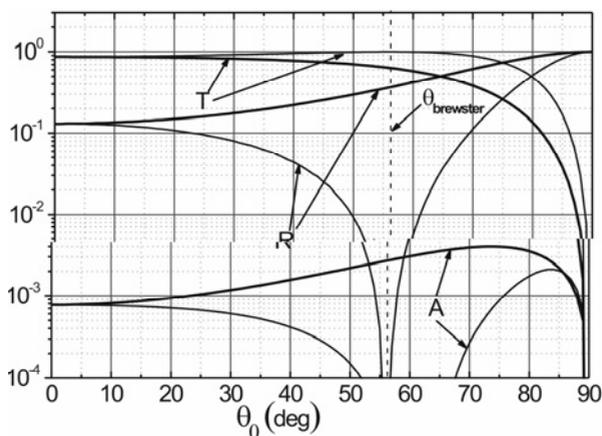


Рис. 8. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения полипропиленовой пленки толщиной 20 мкм в зависимости от угла падения: р-поляризация (тонкая линия), s-поляризация (толстая линия). Длина волны 150 мкм.

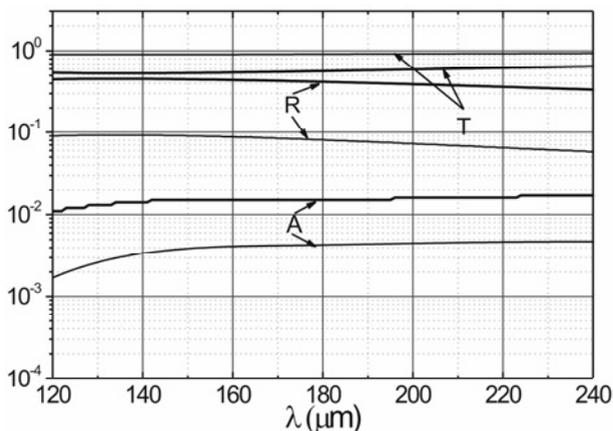


Рис. 9. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения лавсановой пленки толщиной 20 мкм при угле падения 45° : р-поляризация (тонкая линия), s-поляризация (толстая линия).

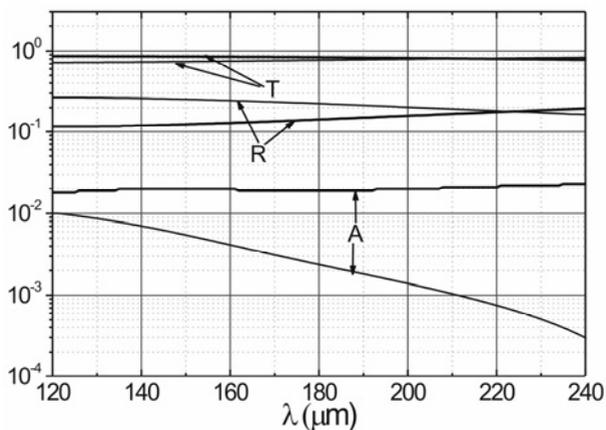


Рис. 10. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения лавсановой пленки толщиной 20 мкм при угле падения 75° : р-поляризация (тонкая линия), s-поляризация (толстая линия).

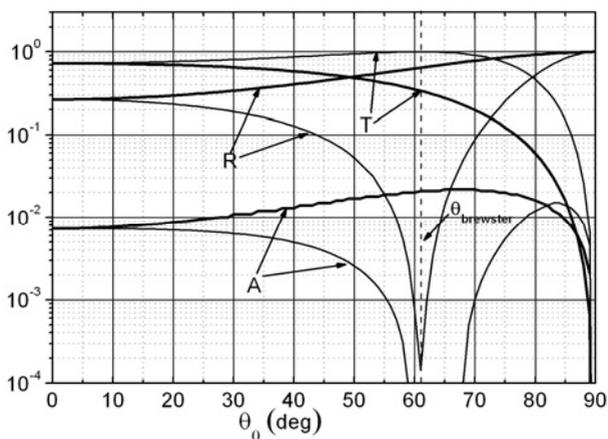


Рис. 11. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения лавсановой пленки толщиной 20 мкм в зависимости от угла падения: р-поляризация (тонкая линия), s-поляризация (толстая линия). Длина волны 150 мкм.

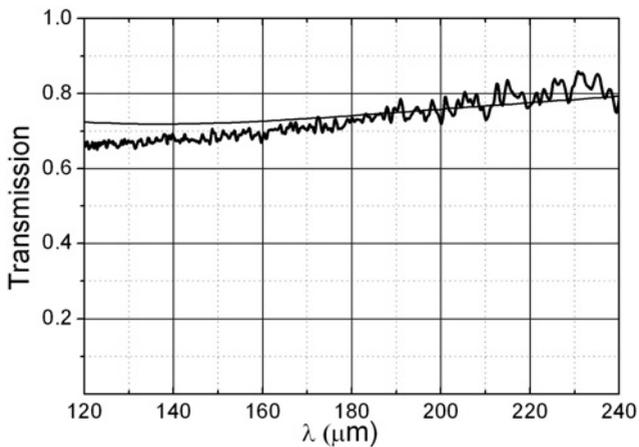


Рис. 12. Коэффициент пропускания неполяризованного излучения для 20 мкм лавсановой пленки при угле падения 45° : толстая линия – результат измерения на фурье-спектрометре, тонкая линия – расчет.

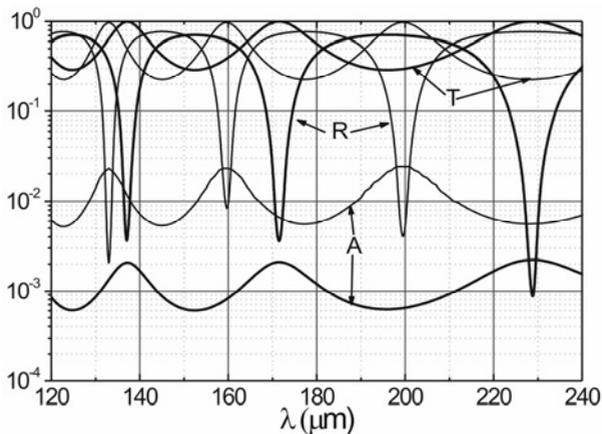


Рис. 13. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения при нормальном падении для 100 мкм пластинки: из кремния (толстая линия) и германия (тонкая линия).

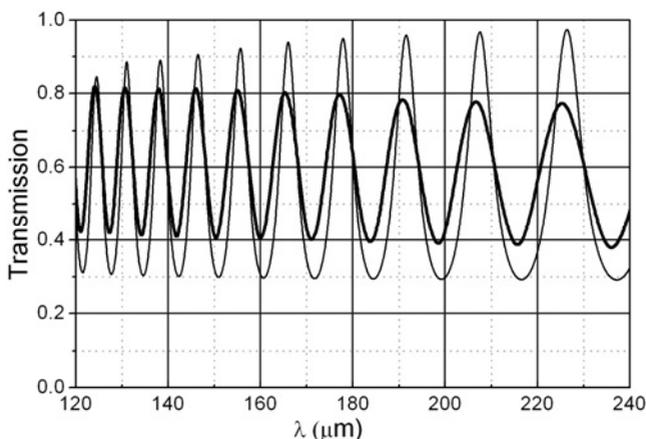


Рис. 14. Коэффициент пропускания неполяризованного излучения для 363 мкм кремниевой пластинки при нормальном падении: толстая линия – измерение на Фурье-спектрометре, тонкая линия – расчет.

5. Влияние многолучевой интерференции на результаты измерений интенсивности терагерцового излучения болометром

Поскольку для энергетических измерений в терагерцовой области спектра не существует стандартных сертифицированных приборов, то приходится использовать измерители мощности и энергии, разработанные для ближнего и среднего инфракрасного диапазонов [13]. Как правило, их параметры не известны для длин волн, значительно превышающих длину волны CO₂-лазера (10.6 мкм). Такими приборами, в частности, являются измеритель мощности ИМО-4С и пироэлектрический детектор МГ-33. При их использовании выяснилось, что на их показания существенным образом влияет многолучевая интерференция, причем этот эффект индивидуален для каждого прибора и может особенно сильно исказить результаты дифференциальных и относительных измерений.

В ИМО-4С приемником излучения согласно описанию служит «кристалл», материал и размеры которого не известны. Наиболее вероятно, что это – кремний, который имеет полосу поглощения вблизи 10 мкм, а в области 100 мкм имеет минимум поглощения. Последнее обстоятельство в совокупности с возрастанием в этом диапазоне роли многолучевой интерференции, ведет к появлению чередующихся максимумов и минимумов поглощения кристалла при изменении длины волны.

На рис. 15 приведены величины мощности терагерцового излучения в выходном пучке ЛСЭ, измеренные двумя экземплярами ИМО-4С в диапазонах длин волн 128 – 142 мкм и 145 – 165 мкм. Сравнение вариаций показа-

ний приборов с кривыми поглощения пластинок германия, вычисленными с учетом многолучевой интерференции, не противоречит предположению о том, что приемником ИМО-4С служит германиевый кристалл (наблюдающееся отклонение при 156 мкм можно отнести к поглощению молекулами воды). Действительно, используя в качестве приемника излучения измеритель мощности ИМО-3 с металлическим конусом в качестве поглотителя излучения, получаем совершенно иную зависимость величины сигнала от длины волны излучения (см. точечную кривую на том же рисунке). Поскольку трудно ожидать, что поглощение излучения металлическим конусом является сколько-нибудь существенно спектрально-селективным, можно заключить, что интенсивность излучения ЛСЭ слабо меняется при перестройке длины волны излучения в исследованном диапазоне.

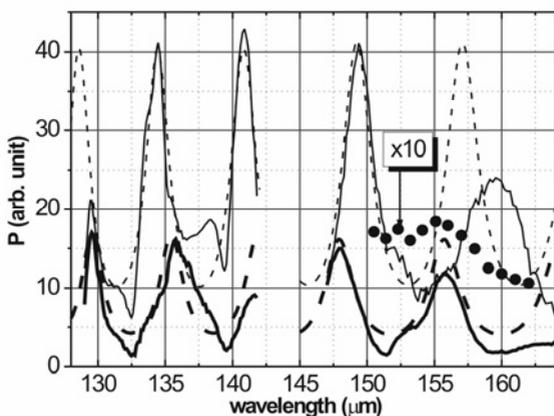


Рис. 15. Показания приборов ИМО-4С (№008 – толстая линия и №039 – тонкая линия) в выходном пучке терагерцового лазера как функции длины волны излучения. Пунктирные линии – вычисленное с учетом многолучевой интерференции поглощение излучения германиевыми ($n=3,99$) пластинками толщиной 373 и 370 мкм. Точки – интенсивность лазерного излучения, записанная измерителем мощности ИМО-3 с конусным поглотителем.

Очень похожая ситуация возникает с пироэлектрическими детекторами. В этом случае источником вариаций отклика детектора на излучение с изменением длины волны (см. рис. 16) является многолучевая интерференция в германиевом входном окне детектора.

Итак, можно констатировать, что болометры с кристаллом в качестве приемного элемента и пироэлектрические детекторы с германиевым входным окном имеют периодические вариации спектральной чувствительности в терагерцовом диапазоне, которые индивидуальны для каждого прибора. При регистрации монохроматического излучения эти вариации могут быть учтены с помощью предварительной калибровки, но если излучение – достаточно широкополосное, то использование для измерения мощности погло-

щающих кристаллов, а также наличие входных плоско-параллельных окон, может привести к существенным ошибкам.

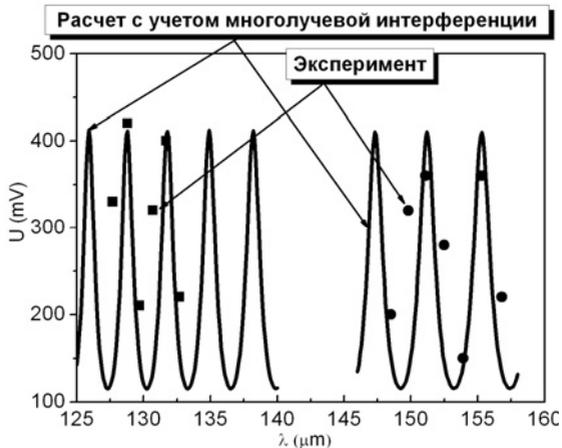


Рис. 16. Экспериментальные точки – вариации амплитуды сигнала пироэлектрического детектора МГ-33, расположенного в пучке излучения ЛСЭ, при изменении длины волны излучения. Сплошные линии – расчетное пропускание германиевого ($n=3.99$) окна толщиной 710 мкм.

7. Измерение коэффициента отражения стекла К8 в терагерцовом диапазоне

В заключение опишем эксперимент, в котором с помощью формул Френеля был определен коэффициент отражения стекла К8. Многократные отражения в стекле отсутствуют из-за его сильного поглощения в терагерцовом диапазоне. Стекло К8 использовалось в работе [14] в качестве термочувствительного элемента интерферометра Физо видимого диапазона, с помощью которого измерялось распределение плотности мощности терагерцового излучения по сечению пучка. Если известен коэффициент отражения терагерцового излучения от стекла, обработка интерферограмм позволяет выполнить абсолютные измерения плотности мощности поглощенного терагерцового излучения. Поскольку данные о коэффициентах поглощения стекол в терагерцовом диапазоне в литературе отсутствуют, мы провели необходимые измерения путем сравнения коэффициента отражения от стекла и от непрозрачного алюминиевого зеркала. Этот метод позволяет найти абсолютное значение коэффициента отражения стекла, так как согласно расчетам, приведенным в разделе 3, и экспериментальным данным многих авторов, коэффициент отражения излучения от металлов, начиная с длины волны от единиц микрометров и выше, практически равен единице.

Излучение лазера на свободных электронах, поляризованное под углом $\beta = 18^\circ$ к вертикали, падало на стекло К8 или на помещенное в том же месте

зеркало, отражавшее излучение под углом 90° в горизонтальной плоскости. Интенсивность отраженного излучения регистрировалось измерителем мощности ИМО-4С.

Чтобы избежать влияния эффектов, описанных в разделе 6, измерения производились одним и тем же детектором, попеременно с зеркалом и стеклом. Выполнив измерения для нескольких фиксированных длин волн, мы построили зависимость отношения измеренных интенсивностей отраженного излучения от стекла и алюминия как функцию длины волны (рис. 17). Поскольку явной зависимости коэффициента отражения от длины волны не наблюдается, а разброс данных лежит в пределах ошибок эксперимента, прием для коэффициента отражения под углом 45° в этом интервале длин волн его среднее значение $R = 0.099$.

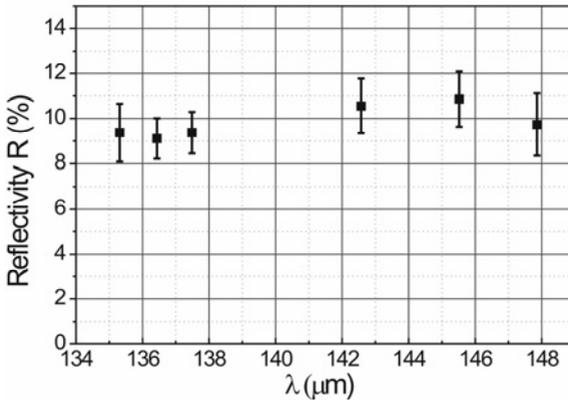


Рис. 17. График измеренных значений коэффициента отражения для стекла К8 при угле падения 45° .

Считая действительную часть показателя преломления стекла К8 в длинноволновой области постоянной и равной 1.5, можно определить величину мнимой части показателя преломления путем сравнения с расчетами. Действительно, при сильном поглощении среды достаточно учитывать только однократное отражение. Тогда из формул раздела 2, приняв величину мнимой части коэффициента преломления κ в качестве параметра, легко вычислить реальные и мнимые части угла преломления, амплитудного коэффициента отражения и фазового сдвига для s - и p -волн при угле падения 45° .

Учитывая наклон плоскости поляризации лазерного излучения, из выражения

$$R_{\text{theor}}(\kappa, n) := (|r_p(\kappa, n)|)^2 \cdot \cos(\beta)^2 + (|r_s(\kappa, n)|)^2 \cdot \sin(\beta)^2$$

получаем график зависимости $R_{\text{theor}}(\kappa)$ при трех фиксированных значениях n (рис. 18). Подбирая значение κ , при котором R и R_{theor} совпадают, находим искомое значение мнимой части показателя преломления. С учетом экс-

периментального разброса и возможной неточности принятого значения величины n в терагерцовой области получаем окончательно

$$\kappa = 0.96 \pm 0.05,$$

что дает для коэффициента поглощения стекла по интенсивности (4) значение

$$K = 860 \pm 30 \text{ см}^{-1}.$$

Коэффициент отражения поглощающего вещества при нормальном падении излучения равен [5]

$$R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2}.$$

Отсюда получаем для стекла К8 в субмиллиметровом диапазоне величину $R = (16 \pm 1) \%$.

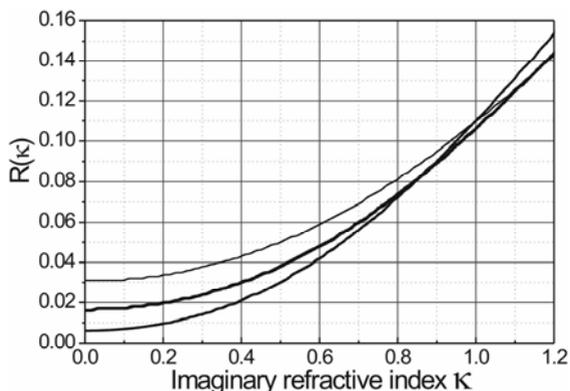


Рис. 18. Рассчитанный коэффициент отражения для стекла К8 в зависимости от величины мнимой части показателя преломления при угле падения 45° : $n = 1.3$ (линия средней толщины), $n = 1.5$ (линия большой толщины), $n = 1.7$ (линия малой толщины).

8. Заключение

Результаты данной работы свидетельствуют о существенной роли эффектов однократного и многократного френелевского отражения в терагерцовом диапазоне. В любых оптических системах, содержащих плоскопараллельные диэлектрики и полупроводники в качестве окон, поглощающих элементов и светоделителей, следует учитывать вариации поглощения и пропускания этих элементов как функции их толщины, угла падения излучения и длины волны. Игнорирование этого может привести к ошибкам в относительных и абсолютных измерениях. Приведенные в работе графики позволяют легко выбрать материалы для окон и светоделителей и спроектировать оптические системы для монохроматического когерентного поляризованного

излучения в терагерцовом диапазоне. Вычисления отражательной способности металлов и фазовые соотношения для ТЕ и ТМ волн показывают, что во всех практически интересных случаях коэффициент отражения близок к единице, а эллиптической поляризацией отраженной волны в терагерцовом диапазоне можно пренебречь.

Благодарности.

Данная работы частично поддержана Интеграционными грантами СО РАН №174/6 и №22/6 и грантом РНП.2.1.1.3846 Министерства образования и науки РФ. Авторы благодарят Н.А. Винокурова, В.В. Котенкова, В.В. Кубарева, Г.Н. Кулипанова, А.Н. Матвеевко, А.К. Петрова, В.М. Попика, Т.В. Саликову, С.С. Середнякова, Е.Н. Чеснокова и М.А. Щеглова за обсуждения и помощь при проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *P.H Ziegel*, Terahertz technology. IEEE Trans. Microwave theory and Tachniques. 2002, v.50, p.910.
- [2] *S.P Mickan, X-C Zhang*. T-ray sensing and imaging // Internat. Journ. of High Speed Electronics and Systems, 2003, v.13, p. 601.
- [3] *В.П. Болотин, Н.А. Винокуров и др.* Статус Новосибирского лазера на свободных электронах, Вопросы атомной науки и техники, 2004, Сер. Ускорители, в.1, с.3.
- [4] *V.P. Bolotin, V.S. Cherkassky, E.N. Chesnokov et al.* Novosibirsk terahertz free electron laser: Status and survey of experimental results, Proc. Joint 30th Internat. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 13th Internat. Conf. on Terahertz Electronics, 2005, Williamsburg, Virginia. USA, v.2, p.495.
- [5] *М. Борн, Э. Вольф.* Основы оптики, М.: Наука, 1970, с.57, 299.
- [6] *Б.А. Князев, А.В. Кузьмин.* Поверхностные электромагнитные волны: основные свойства, формирование, транспортировка, Препринт ИЯФ СО РАН 2003-41, Новосибирск. 2003.
- [7] *А.М. Прохоров, В.И. Конов, И. Урсу, И.Н. Михэилеску.* Взаимодействие лазерного излучения с металлами, М.: Наука. 1988.
- [8] *И.А. Котельников.* О затухании в волноводе, Журн. Техн. Физ., 2004, т.74, с.91.
- [9] *S. Fahy, Ch. Kittel, S.G.Louie.* Electromagnetic screening by metals, Am. J. Phys., 1988, v.56, p.989.
- [10] *G. Kozlov, A. Volkov,* Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids, Topics in Applied Physics, 1998, v.74, p.51-109.
- [11] *A.A Volkov, A.S Prokhorov.* Millimeter-submillimeter BWO-spectroscopy of solids, Institute of General Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow. www.submm.gpi.ru/English/pic/submm1.pdf
- [12] *J.W. Lamb.* Miscellaneous data on materials for millimetre and submillimetre optics, International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 1996, v.17, p.1997.
- [13] *В.В. Кубарев.* Детекторы терагерцового излучения, Сборник трудов Первого рабочего совещания «Генерация и применение терагерцового излучения», 24-25 сентября 2005, Ред. Б.А. Князев, Новосибирск, 2006, с.35.
- [14] *V.S. Cherkassky, B.A. Knyazev, V.V. Kubarev et al.* Imaging techniques for a high-power THz free electron laser, Nuclear Instruments and Methods in Physical Research, 2005, v.A543, p.102.

В.В. Герасимов, Б.А. Князев, П.Д. Рудыч, В.С. Черкасский

**Френелевское отражение
в оптических элементах и детекторах
для терагерцового диапазона**

V.V. Gerasimov, B.A. Knyazev, P.D. Rudych, V.S. Cherkassky

**Fresnel reflection in optical components and detectors
for terahertz radiation**

ИЯФ 2006-23

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 15.05.2006 г.

Сдано в набор 16.05.2006 г.

Подписано в печать 17.05.2006 г.

Формат 60x90 1/16 Объем 1.4 печ.л., 1.2 уч.-изд.л.

Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ № 23

Обработано на IBM PC и отпечатано
на ротапринте “ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН”,
Новосибирск., 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11