

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ВБЛИЗИ ФОКУСА ЗЕРКАЛА И СИСТЕМЫ ЗЕРКАЛ В СУБТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Семенов А. В., Корнеев А. А., Лобанов Ю. В., Корнеева Ю. П., Рябчун С. А., Лаврова О. С., Третьяков И. В., Флоря И. Н., Силаев М. А., Кинев Н. В., Ковалюк В. В., Смирнов К. В., Гольцман Г. Н.

*ФГБОУ ВПО «Московский педагогический государственный университет»
Москва, Россия (119991, г. Москва, ул. М. Пироговская, д. 1) a_sem2@mail.ru*

Рассмотрено влияние оптической системы телескопа на поляризацию принимаемого электромагнитного сигнала. Описано изменение поляризации луча при отражении от произвольно ориентированной поверхности зеркала. Учтены искажения поляризации, обусловленные как отклонением лучей от первоначального направления, так и различием в коэффициентах отражения для разных поляризаций в случае неидеального отражения. В рамках метода Френеля получены оценочные формулы, дающие отношение амплитуд поля с исходной поляризацией и с поляризацией, перпендикулярной исходной, вблизи фокальной точки оптической системы. Формулы выведены для нескольких практически важных случаев, в том числе для параболического зеркала и системы двух зеркал. Оценена верхняя граница поляризационных искажений в пределах кружка Эйри. Полученные оценки согласуются с результатами численного расчёта для двухзеркального радиотелескопа субтерагерцового диапазона.

Ключевые слова: субтерагерцовая оптика, поляризационные искажения.

POLARIZATION OF THE ELECTROMAGNETIC WAVE IN THE VICINITY OF THE FOCAL POINT OF A MIRROR AND MIRROR SYSTEM IN SUB-TERAHERTZ FREQUENCY RANGE

Semenov A.V., Korneev A. A., Lobanov Yu. V., Korneeva Yu. P., Ryabchun S. A., Lavrova O. S., Tretyakov I. V., Florya I. N., Silaev M. A., Kinev N. V., Kovalyuk V. V., Smirnov K. V., Goltzman G. N.

*Moscow State Pedagogical University
Moscow, Russia (119991, Moscow, Malaya Pirogovskaya st., 1) a_sem2@mail.ru*

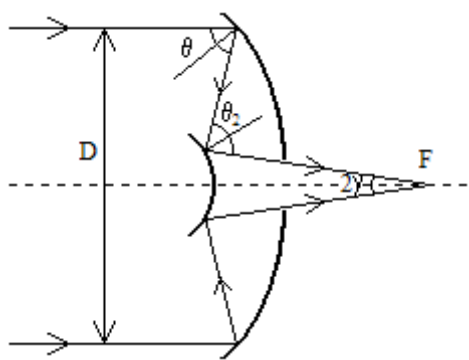
We consider how passing through the optical system of a telescope affects polarization of the entered electromagnetic signal. We describe alternating of a ray polarization while reflection at arbitrary oriented surface of a mirror. The polarization distortions, originated from both deviation of the rays from initial direction and difference in reflection coefficients for different polarization under non-ideal reflection, are taken into account. Within Frensel method we derive formulae for estimations, which give relation of the field amplitudes with initial polarization and near the orthogonal-to-initial in the vicinity of the focal point of an optical system. Formulae are derived in several significant cases of optical systems, including single parabolic mirror and system of two mirrors. Using the formulae we estimate the upper limit of the polarization distortions within the Airy disk. Derived estimates coincide with the results of numerical calculations for two-mirror radio telescope of sub-terahertz range.

Keywords: sub-terahertz optics, polarization distortion.

Прецизионные измерения поляризации электромагнитного сигнала терагерцового и субтерагерцового диапазона необходимы в разнообразных современных приложениях, от радиоастрономии и мониторинга атмосферы до противодействия террористической угрозе [2, 5]. Все подобные измерения производятся с помощью поляриметров, согласуемых с принимаемым сигналом посредством оптической системы, состоящей из одного или нескольких зеркал или линз. Поэтому возникает необходимость учёта поляризационных искажений, вносимых оптической системой.

В настоящее время эта задача решается с помощью численного моделирования оптической системы в среде одного из специализированных программных пакетов MicroWaveOffice, HFSS и др. Однако создание численной модели требует довольно большого времени, и, кроме того, получаемый при этом результат обычно затруднительно проанализировать, поэтому аналитическая оценка величины поляризационных искажений сохраняет актуальность.

Рассматриваемая задача может быть сформулирована следующим образом. На вход оптической системы, состоящей из двух зеркал, подаётся плоская линейно поляризованная волна. В фокальной плоскости системы формируется дифракционный кружок. Требуется оценить отношение амплитуд поля с изменённой (перпендикулярной исходной) и с исходной поляризацией в пределах дифракционного кружка.



При подстановке конкретных численных значений мы будем иметь в виду оптическую систему (см. рис.), представляющую собой телескоп с фокусным расстоянием 40 м и диаметром главного зеркала (рефлектора) 6 м, принимающий сигнал с частотой 100 ГГц.

Все излагаемые ниже результаты получены в пренебрежении членами второго порядка в разложении фазы по расстоянию от оси симметрии оптической системы. Тем самым их справедливость ограничена углами расстояниями от оси, много меньшими $(R\lambda)^{1/2}/f$ (анаберрационная область; R – расстояние от фокальной плоскости системы до контррефлектора, λ – длина волны, f – фокусное расстояние системы).

Оптическая схема зеркального телескопа, содержащая рефлектор и контррефлектор. $D=2R_{вх}$ – диаметр входного зрачка, θ , θ_2 – углы падения крайних лучей на рефлектор и контррефлектор, 2γ – угол схождения лучей в точке фокуса F

Разобьём задачу на части.

0. Отражение от бесконечного плоского зеркала

Пусть плоская линейно поляризованная волна падает на бесконечное плоское зеркало. Систему координат выбираем следующим образом: O_x направлена по вектору \mathbf{E} , O_y по \mathbf{B} , O_z по направлению распространения волны $\mathbf{S}=[\mathbf{E}\mathbf{B}]$. (Эта же система координат используется и далее). Тогда проекции амплитуды электрического поля отражённой волны \mathbf{E}' на O_x и O_y будут

$$E'_x/E = (2 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta - 1)r_1 + \sin^2 \varphi (r_1 + r_2) \quad (1a)$$

$$E'_y/E = \cos \varphi \sin \varphi (2r_1 \sin^2 \theta - (r_1 + r_2)) \quad (1b)$$

Здесь φ – угол между \mathbf{E} и проекцией нормали к зеркалу на плоскость $\{\mathbf{E}, \mathbf{V}\}$, θ – угол между нормалью к зеркалу и \mathbf{S} . r_1 и r_2 – коэффициенты отражения по амплитуде для волны, поляризованной в плоскости падения и перпендикулярно таковой, вычисляемые по формулам Френеля. Приближённые выражения для них можно написать в виде

$$r_1 = \frac{\nu \cos \theta - 1}{\nu \cos \theta + 1} \quad (2a)$$

$$r_2 = \frac{\cos \theta - \nu}{\cos \theta + \nu} \quad (2b)$$

Здесь $\nu = \sqrt{1/\epsilon_0 \omega \rho} e^{-i\pi/4}$ – комплексный показатель преломления металла на частоте ω , зависящий от удельного сопротивления ρ . Выписанные формулы для коэффициентов отражения и показателя преломления верны в пределе $|\nu| \gg 1$, что обычно хорошо выполняется: при соответствующем стандартным золотым плёнкам $\rho=20$ мкОм×см [3] и $\omega=2\pi \times 100$ ГГц $|\nu| \approx 1000$. Другим условием применимости формул Френеля для описания отражения от проводящего зеркала является малость толщины скин-слоя по сравнению с толщиной проводящего покрытия. Толщина скин-слоя может быть оценена по формуле $l \approx \sqrt{\pi\rho/\mu_0\omega}$ и оказывается равной примерно 1 мкм.

1. Далее будем рассчитывать поля, формирующиеся вблизи фокальных точек разных оптических систем, пользуясь приближённым методом Френеля [1]. Точность метода ограничивается невозможностью учесть дифракционные эффекты на краях отражающих поверхностей; соответствующая относительная погрешность имеет порядок $L\lambda/S$, где S – площадь отражающих поверхностей, L – длина границы отражающих поверхностей, λ – длина волны.

Сначала сформулируем метод для случая одного отражателя. В качестве поверхности F , на которой поле считается известным, выбираем поверхность отражателя. Поле на ней $\mathbf{E}'(\mathbf{r})$ с точностью до фазового множителя будет даваться формулами (1), в которых теперь углы φ и θ зависят от положения точки на поверхности отражателя. Поле в точке наблюдения можно найти как результат сложения вторичных волн, исходящих из разных точек поверхности F .

$$\mathbf{E}'_\infty \int dS K(\mathbf{r}) \mathbf{E}'(\mathbf{r}) \exp(i\chi(\mathbf{r}))/r \quad (3)$$

K – весовой множитель, зависящий от геометрии, $\chi(\mathbf{r})$ – фазы, с которыми волны приходят в точку наблюдения. В фокальную точку все волны приходят с одинаковой фазой, которую для удобства примем за 0.

$$\mathbf{E}'_{\infty} \int dSK(\mathbf{R})\mathbf{E}'(\mathbf{r})/R \quad (3a)$$

(\mathbf{R} – вектор, проведённый из фокуса в данную точку поверхности отражателя). Если есть осевая симметрия, то для компоненты E'_y тождественно получается 0.

При отклонении точки наблюдения от фокальной точки на вектор \mathbf{d} , длина которого мала по сравнению с r , можно разложить \mathbf{r} в ряд по d/R с точностью до первого порядка, $\mathbf{r}=\mathbf{R}-\mathbf{d}\approx\mathbf{R}-(\mathbf{Rd})/R$. К интегралу (3a) появятся поправки, причём относительная величина поправки от изменения фазы $\chi(\mathbf{r})\approx\mathbf{k}\mathbf{d}$ (\mathbf{k} -волновой вектор) при произвольном соотношении между d и λ , вообще говоря, порядка единицы, в то время как поправки другого происхождения имеют порядок малости (d/r) и могут быть отброшены. Это даёт возможность вычислить поле в точке наблюдения как

$$\mathbf{E}'_{\infty} \int dSK(\mathbf{R})\mathbf{E}'(\mathbf{r})\exp(i\mathbf{k}\mathbf{d})/R \quad (3б)$$

Пример 1. Поле вблизи фокуса идеально отражающего кольцевого зеркала

Пусть зеркало представляет собой узкое кольцо радиусом R_0 , полученное сечением параболоида двумя нормальными к его оси плоскостями. Пусть отражение идеальное, т.е. $r_1=-r_2=1$. Формулы (1) упростятся:

$$E'_x/E = 2\cos^2\varphi\sin^2\theta - 1 \quad (4a)$$

$$E'_y/E = \cos\varphi\sin\varphi\sin^2\theta \quad (4б)$$

Электромагнитная волна падает параллельно оси кольца, угол между нормалью к поверхности кольца и \mathbf{S} равен θ . Посчитаем поле в точке А, лежащей в фокальной плоскости и отстоящей от фокуса на расстояние $d\ll R_0$.

$$E'_{x,y} \propto \int_0^{2\pi} d\varphi E'_{x,y}(\mathbf{r})\exp(i\chi(\mathbf{r}))/r \quad (5)$$

Пренебрежём зависимостью r в знаменателе от φ (при $a=0$ её нет, а при $a\ll R_0$ поправки в интеграл будут порядка a/R_0). Фазу разлагаем в ряд по a до первого порядка:

$$\chi(\mathbf{r}) \approx \chi(R) - k\mathbf{R}\mathbf{d}/R = kd\cos\beta\cos(\varphi - \alpha), \quad (6)$$

здесь k – волновое число, \mathbf{R} – вектор, проведённый из фокуса в данную точку кольца, α – угол между O_x и отрезком d , β – угол между R и плоскостью кольца (из геометрических соотношений $\beta=\pi/2-2\theta$, $\cos\beta=\sin 2\theta$). Тогда

$$E'_{x,y} \propto \int_0^{2\pi} d\varphi E'_{x,y}(\varphi, \theta)\exp(ik(d\cos\beta)\cos(\varphi - \alpha)), \quad (7)$$

а в более распisanном виде

$$E'_x \propto \int_0^{2\pi} d\varphi (2 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta - 1) \exp(ik(d \cos \beta) \cos(\varphi - \alpha)) \quad (7a)$$

$$E'_y \propto \int d\varphi 2 \cos \varphi \sin \varphi \sin^2 \theta \exp(ik(d \cos \beta) \cos(\varphi - \alpha)) \quad (7b)$$

Интегралы выражаются через функции Бесселя первого рода J_0 и J_2 :

$$E'_x \propto J_0(kd \sin 2\theta) \cos^2 \theta - J_2(kd \sin 2\theta) \sin^2 \theta \sin 2\alpha. \quad (8)$$

$$E'_y \propto -J_2(kd \sin 2\theta) \sin^2 \theta \sin 2\alpha. \quad (9)$$

Отсюда следует, что в рассматриваемом примере амплитуды поля с той и другой поляризацией в пределах кружка Эйри¹ сравнимы друг с другом, если только $\sin^2 \theta$ не мал.

Случай идеально отражающего параболического зеркала получается из случая кольца суммированием по всем кольцам, т.е. интегрированием по θ . Поскольку формулы для кольца не содержат быстро осциллирующих функций θ , результат для параболоида будет качественно таким же, и количественно отношение E'_y/E'_x будет того же порядка. При этом для оценки отношения E'_y/E'_x сверху можно воспользоваться формулами (8), (9), подставив в качестве θ угол между нормалью к краю зеркала и его осью (Вклад в E'_y/E'_x от крайнего кольца наибольший). В случае $\theta \approx \pi/4$ отношение E'_y/E'_x оказывается порядка 1 (при $\sin 2\alpha = 1$). Оно сильно меняется в пределах кружка Эйри.

2. Обобщение на случай двух (или более) отражающих поверхностей не представляет особого труда. В качестве поверхности F теперь можно выбрать, например, поверхность второго отражателя². При этом поле на ней будет $\mathbf{E}''(\mathbf{r})$, будет результатом двух отражений – от первого и второго отражателей. Далее поле вблизи фокальной точки можно посчитать по формуле (3б), в которой вместо $\mathbf{E}'(\mathbf{r})$ будет $\mathbf{E}''(\mathbf{r})$.

Пример 2. Поле вблизи фокуса системы из двух идеально отражающих кольцевых зеркал – рефлектора и контррефлектора.

Угол, под которым волна падает на рефлектор – по-прежнему θ , угол между \mathbf{S} и нормалью к поверхности контррефлектора – θ_2

¹ Кружок Эйри (определяемый по положению первого дифракционного минимума) для кольцевого зеркала имеет угловой размер $a/f = 2.4/(kR_{ax}) = 0.38\lambda/R_{ax}$ (f – фокусное расстояние, R_{ax} – радиус входного зрачка, совпадающий в данном случае с радиусом зеркала).

² Неоднозначность выбора поверхности F в действительности сказывается на результатах, даваемых методом Френеля, но уже во втором порядке по (d/R) ; первого порядка достаточно при $d \ll (R\lambda)^{1/2}$, что даёт $d/f \ll 1$. Впрочем, небольшое обобщение метода позволяет учесть и второй порядок.

Поле отражённой волны на поверхности контррефлектора E'' даётся формулами

$$E_x''/E = 2 \cos^2 \varphi \sin^2 \delta\theta + 1 \quad (10a)$$

$$E_y''/E = -2 \cos \varphi \sin \varphi \sin^2 \delta\theta, \quad (10б)$$

в которых $\delta\theta = \theta - \theta_2$. Далее все выкладки формально идентичны выкладкам в случае одного кольцевого зеркала. Вся разница сводится к замене θ на $\delta\theta$ и $\beta = \pi/2 - 2\theta$ на $\beta = \pi/2 - 2\delta\theta$ (последнее следует из геометрии). Результат поэтому тоже даётся формулами (8), (9) с заменой θ на $\delta\theta$.

Можно заметить, что в обоих случаях результат выражается через угол отклонения сходящихся в фокусе лучей от первоначального направления. Обозначим его γ . В первом случае $\gamma = 2\theta$, во втором - $\gamma = 2\delta\theta$.

Очевидным образом оценка сверху для отношения E_y''/E_x'' в случае системы из идеально отражающих параболического рефлектора и гиперболического контррефлектора может быть снова сделана также, как в случае одного кольцевого зеркала. В качестве γ нужно взять угол между крайними проходящими в фокус лучами и осью. При фокусном расстоянии f , много большем радиуса входного зрачка $R_{вх}$, $\gamma \approx R_{вх}/f$. При $f = 40$ м, $R_{вх} = 3$ м оценка даёт $E_y''/E_x'' \approx (\gamma/2)^2 \approx 1.4 \times 10^{-3}$.

3. При неидеальном отражении формулы (10) несколько усложняются; результат отражения начинает зависеть от углов θ и θ_2 по отдельности. Особого смысла учитывать (малую) поправку к E_x'' нет, а результат для E_y'' выглядит так:

$$E_y''/E = 2 \cos \varphi \sin \varphi \left(-\sin^2 \delta\theta + \frac{1}{\nu} \left(\frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} + \frac{\sin^2 \theta_2}{\cos \theta_2} \right) \right) \equiv 2 \cos \varphi \sin \varphi \left(-\sin^2 \frac{\gamma}{2} + \eta \right). \quad (11)$$

Формула справедлива при $|\nu| \gg 1$ и $\gamma \ll 1$. Поскольку при $\gamma \ll 1$ углы θ и θ_2 близки друг к другу, можно определить параметр η просто как $\eta \equiv \frac{2 \sin^2 \theta}{\nu \cos \theta}$.

4. В тех же предположениях поле в фокусе системы из двух неидеально отражающих кольцевых зеркал – рефлектора и контррефлектора:

$$E_x'' \propto J_0(kd\gamma), \quad (12)$$

$$E_y'' \propto J_2(kd\gamma) \sin 2\alpha \left(-\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 + \eta \right). \quad (13)$$

Легко получаются аналогичные формулы и для системы из неидеально отражающих параболического рефлектора и гиперболического контррефлектора. Достаточно проинтегрировать (12), (13) по углам γ с весом γ^3

$$E_x'' \propto \int_0^{\gamma_m} d\gamma \gamma J_0(kd\gamma) = \gamma_m^2 \frac{J_1(\psi)}{\psi}, \quad (14)$$

(это, естественно, стандартный результат для дифракции на круглом отверстии),

$$E_y'' \propto \sin 2\alpha \int_0^{\gamma_m} d\gamma \gamma J_2(kd\gamma) \left(-\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 + \eta \right) \approx \sin 2\alpha \left(-\frac{\gamma_m^4}{4} \frac{J_3(\psi)}{\psi} + \eta \gamma_m^2 \left\{ 2 \frac{1 - J_0(\psi)}{\psi^2} - \frac{J_1(\psi)}{\psi} \right\} \right), \quad (15)$$

($\psi \equiv kd\gamma_m, \gamma_m$ – угол схождения крайних лучей).

Поскольку η зависит от γ посредством θ , точно проинтегрировать второе слагаемое в (15) сложно. Поэтому для оценки (сверху) интеграла от него положено $\eta = \eta(\theta_m)$.

5. Удобным параметром для характеристики поляризационных искажений является отношение мощностей излучения с той и другой поляризацией, приходящихся на весь кружок Эйри. Мощность излучения с исходной поляризацией

$$P_x \propto \int_0^\infty d\psi \psi E_x''^2 = \gamma_m^4 \int_0^\infty d\psi \frac{J_1^2(\psi)}{\psi} = \frac{1}{2} \gamma_m^4, \quad (16)$$

с поляризацией, перпендикулярной исходной

$$P_y \propto \int_0^{2\pi} \frac{d\alpha}{2\pi} \sin 2\alpha \int_0^\infty d\psi \psi E_y''^2 = \frac{1}{2} \int_0^\infty d\psi \psi E_y''^2. \quad (17)$$

Поляризационные искажения, обусловленные слагаемыми различной природы в (15), оценим для простоты по отдельности. В случае идеального отражения (искажения геометрической природы) результат точный

$$P_y \propto \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_m^4}{4} \right)^2 \int_0^\infty d\psi \frac{J_3^2(\psi)}{\psi} = \frac{1}{192} \gamma_m^8. \quad (17a)$$

Оценка сверху для вклада, происходящего от неидеальности отражения

$$P_y \propto \frac{1}{2} |\eta|^2 \gamma_m^4 \int_0^\infty d\psi \psi \left\{ 2 \frac{1 - J_0(\psi)}{\psi^2} - \frac{J_1(\psi)}{\psi} \right\}^2 = \frac{1}{4} |\eta|^2 \gamma_m^4. \quad (17b)$$

Таким образом, отношения соответствующих мощностей

$$\left(\frac{P_y}{P_x} \right)_{\text{геом}} = \frac{1}{96} \gamma_m^4, \quad (18a)$$

³ Это верно благодаря малости γ .

$$\left(\frac{P_y}{P_x}\right)_{\text{неид}} \approx \frac{1}{2} |\eta|^2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \omega \rho \left(\frac{2 \sin^2 \theta_m}{\cos \theta_m}\right)^2, \quad (186)$$

При $\gamma_m = R_{\text{вх}}/f = 3/40 = 7.5 \times 10^{-2}$

$(P_y/P_x)_{\text{геом}} = 3.3 \times 10^{-7}$ ($= -65$ дБ)

При соответствующем стандартным золотым плёнкам $\rho = 20$ мкОм×см и частоте $\omega = 2\pi \times 100$

ГГц и угле падения крайних лучей $\theta_m = 45^\circ$

$(P_y/P_x)_{\text{неид}} \sim 10^{-6}$ ($= -60$ дБ)

Для гальванического алюминия ($\rho = 4$ мкОм×см) на той же частоте

$(P_y/P_x)_{\text{неид}} \sim 10^{-7}$ ($= -70$ дБ)

В порядке обсуждения полученного результата отметим, что вклады в поляризационные искажения, даваемые формулами (18а) и (18б), зависят от разных геометрических параметров оптической системы – угла схождения крайних лучей в фокусе γ_m и максимального угла падения крайних лучей на зеркала θ_m . Поэтому при решении задачи построения чувствительного поляриметра эти параметры оптической системы должны оптимизироваться совместно. В частности, не имеет смысла уменьшать один из вкладов в поляризационные искажения таким образом, чтобы он стал мал по сравнению с другим вкладом.

Вышеприведённые оценки, а также формулы (15) и (18) являются основным результатом данной работы. Несмотря на оценочный характер развитого метода, результат хорошо согласуется с данными численного расчёта, проделанного для телескопа описанной геометрии методом численного интегрирования уравнений Максвелла в конечных разностях (FDTD) [4], который дал для отношения (P_y/P_x) в случае зеркала из гальванического алюминия величину -62 дБ.

Научные исследования были проведены в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг., государственный контракт № 14.740.11.0269, и ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России» на 2007–2012 годы, государственный контракт № 16.513.11.3064.

Список литературы

1. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т. 4. Оптика. – М.: Мир, 1980.

2. Болومتر на горячих электронах в нормальном металле с андреевским отражением в сверхпроводящих берегах / Выставкин А. Н., Шуваев. Д. В., Кузьмин Л. С. Тарасов М. А., Адерстед Э., Вилландер М., Клаесон Т. // ЖЭТФ. – 1999. – Т. 15. – С. 1085–1097.
3. Fabrication of Nanostructured Superconducting Single-Photon Detectors /G. Gol'tsman, K. Smirnov, P. Kouminov, B. Voronov, N. Kaurova, V. Drakinsky, J. Zhang, A. Verevkin, R. Sobolewski // IEEE Transactions On Applied Superconductivity. – 2003. – June. – Vol. 13, no. 2. – P. 192–195.
4. Follow-up on the Millimetron Telescope Performance Study presented in Paris / W. Jellema, H. van de Stadt, A. Baryshev, G. Chattopadhyay, N. Llombart, M. Whale, S. Shchesnyak // Millimetron Science and Instrumentation Workshop, Palermo (Italy). – 2010. – June 14-18.
5. Ultrafast superconducting single-photon detectors for near-infrared wavelength quantum communications / G. Gol'tsman, A. Korneev, I. Rubtsova, I. Milostnaya, G. Chulkova, O. Minaeva, K. Smirnov, B. Voronov et al. // Physica Status Solidi. – 2005. – Vol. 2, no. 5. – P. 1480–1488.

Рецензенты:

Вдовин В. Ф., д.ф.-м.н., в.н.с., Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород.

Кошелец В. П., д.ф.-м.н., профессор, Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва.

Захарченко В.Д., д.т.н., профессор, профессор кафедры Радиофизики Волгоградского государственного университета, г. Волгоград.