

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ**



*имени  
П.Н. Лебедева*

**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

**18**

Б.Л. ВАСИН, С.В. МАЛЬКОВА, М.В. ОСИПОВ,  
В.Н. ПУЗЫРЁВ, А.Т. СААКЯН, А.Н. СТАРОДУБ,  
С.И. ФЕДОТОВ, А.А. ФРОНЯ

**МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ  
ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПЗС-МАТРИЦЫ**

МОСКВА 2007

# МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПЗС-МАТРИЦЫ

Б.Л. Васин, С.В. Малькова, М.В. Осипов, В.Н. Пузырёв, А.Т. Саакян,  
А.Н. Стародуб, С.И. Федотов, А.А. Фроня  
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

Описаны методы измерения спектральной чувствительности ПЗС-матрицы цифрового фотоаппарата, основанные на измерении светового потока источника с известным спектральным распределением интенсивности излучения и последующей его регистрацией на ПЗС-матрицу на заданных длинах волн.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Основой всех фотографических процессов является применение веществ, обладающих светочувствительностью. Исторически первыми такими веществами были хлористое серебро и битумы [1], а фотографический процесс имел химическую природу. В настоящее время применяются современные фотографические устройства, основным процессом в которых является образование свободных носителей заряда при поглощении излучения (внутренний или внешний фотоэффект). Разновидностью таких устройств являются «приборы с зарядовой связью» (ПЗС).

Приборы с зарядовой связью (ПЗС) применяются как более эффективные многоканальные заменители фотоплёнок, фотодиодов, матриц фотодиодов. С наибольшим успехом ПЗС-матрицы регистрируют слабые световые потоки в таких отраслях, как микробиофизика, химическая физика, ядерная физика, астрофизика [2]. Например, в астрофизике высокая чувствительность ПЗС-матриц позволяет производить детальные съёмки Солнца, Луны и планет с короткими выдержками, сводя к минимуму вредное влияние атмосферной турбуленции [2]. Кроме того, уменьшение длительности экспозиции в случае применения ПЗС ведет к более эффективному использованию рабочего времени телескопа в астрономических исследованиях. Отпавшая необходимость

производить замену экспонированных фотоматериалов позволила создать полностью автоматизированные телескопы, дистанционно управляемые по компьютерной сети из любой точки земного шара. В лазерной физике также существует ряд прикладных задач, связанных с регистрацией оптического излучения, например, оптическая диагностика лазерного и плазменного излучений [3].

Цифровая техника на основе ПЗС-матриц широко применяется не только в повседневной жизни, но и для решения прикладных научных задач. Это объясняется тем, что, во-первых, цифровая техника на основе ПЗС-матриц имеет малые габариты и небольшой вес, низкое энергопотребление, она проста и надежна в эксплуатации. Во-вторых, она позволяет работать в широких интервалах чувствительности ISO, времени экспозиции, и позволяет реализовать различные режимы регистрации. В-третьих, обладает высокой разрешающей способностью (размер пикселя составляет несколько микрон). И, наконец, в-четвертых, полученная с помощью цифровой техники информация представляется в удобном для обработки формате.

Одной из главных задач в эксперименте остаётся измерение как интегральной, так и спектральной чувствительности приёмника излучения. Следует отметить, что здесь существуют значительные технические трудности: необходимы строгая повторяемость и точный учет условий регистрации и обработки. Во многих прикладных научных задачах для корректной обработки экспериментальных данных и получения какой-либо количественной информации необходимо знать спектральную чувствительность ПЗС-матрицы. В данной работе предлагается методика измерения спектральной чувствительности ПЗС-матрицы.

## **2. КАЛИБРОВКА ПЗС-МАТРИЦЫ**

### **2.1 КАЛИБРОВКА НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИСТОЧНИКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ**

В общем случае чувствительность приёмника  $S$  определяется как отношение эффективного значения сигнала приемника к эффективному

значению падающей мощности излучения [1]. Существует два способа калибровки приемников излучения [4]. Первый способ калибровки предполагает использование источника излучения с известным спектральным распределением энергии. В основе второго способа лежит сравнение величины сигналов двух приемников излучения: калибруемого и заранее прокалиброванного (с известной чувствительностью).

В основе предлагаемой методики измерения спектральной чувствительности ПЗС-матрицы лежит первый способ калибровки приемников излучения. Калибровку ПЗС-матрицы можно разделить на несколько этапов:

- измерение светового потока источника в заданных спектральных интервалах;
- регистрация излучения источника на ПЗС-матрицу на этих длинах волн;
- определение величины отклика (сигнала) ПЗС-матрицы, вызванного падающим на неё излучением;
- определение спектральной чувствительности ПЗС-матрицы.

В качестве источника излучения использовались лазеры, работающие в непрерывном режиме: He-Ne, YAG:Nd и вторая гармоника YAG:Nd лазера. Характерные значения уширения используемых лазеров представлены в таблице 2.1.1 [5]. Спектральный интервал, в котором производились измерения спектральной чувствительности, определялся шириной линии излучения источника, т.е. шириной линии лазера. Время воздействия излучения на ПЗС-матрицу определялось выдержкой фотоаппарата.

Для регистрации излучения лазера использовался цифровой фотоаппарат Canon EOS D30 с размером ПЗС-матрицы  $15 \times 22$  мм<sup>2</sup>. Фотографии из формата CRW переводились в формат JPG, далее удалялась информация о цвете, т.е. представлялись в черно-белом виде, и только потом определялась величина сигнала (отклика). Все фотографии были выполнены при чувствительности ISO 400. Для регулирования интенсивности падающего на ПЗС-матрицу излучения использовались светофильтры из цветного стекла.

Таблица 2.1.1

Тип лазера	Длина волны излучения $\lambda$ , мкм	Тип уширения	Значение ширины линии излучения лазера	Мощность излучения, мВт
He-Ne	0,632	Неоднородное Эффект Доплера	$1,4 \text{ ГГц} = 0,05 \text{ см}^{-1}$ 1	$61,8 \pm 0,1$
YAG:Nd	1,064	Однородное Взаимодействие с фононами решетки	$195 \text{ ГГц} = 6,5 \text{ см}^{-1}$ 1	$6,95 \pm 0,1$
Вторая гармоника YAG:Nd	0,532	Однородное Взаимодействие с фононами решетки	$195 \text{ ГГц} = 6,5 \text{ см}^{-1}$ 1	$6,8 \pm 0,2$

Чувствительность ПЗС-матрицы определялась по следующей формуле:

$$\frac{1}{S} = \frac{W}{I} = \frac{E}{s \times I} = \frac{4P \times t \times T}{\pi \times d^2 \times I},$$

где  $W$  – плотность энергии излучения источника [ $\text{Дж}/\text{см}^2$ ],  $I$  – величина отклика (сигнала) [деления],  $E$  – энергия излучения источника [ $\text{Дж}$ ],  $s$  – площадь участка ПЗС-матрицы, засвеченного лазерным излучением [ $\text{см}^2$ ],  $P$  – мощность источника излучения [ $\text{Вт}$ ],  $t$  – выдержка, устанавливаемая на фотоаппарате [сек],  $T$  – суммарный коэффициент пропускания светофильтров, используемых при регистрации излучения,  $d$  – диаметр участка ПЗС-матрицы, засвеченного лазерным излучением [ $\text{см}$ ],  $s = \pi d^2 / 4$ ;  $W = E / s = P \times t \times T / s$ .

При регистрации излучения на ПЗС-матрицу изменялись общий коэффициент пропускания системы светофильтров и выдержка. Уменьшая общий коэффициент пропускания системы светофильтров, доходили до таких значений, при которых плотности энергии излучения, приходящего на ПЗС-матрицу, было достаточно, чтобы появилось отчетливое изображение пятна излучения (реализовали такие условия регистрации, при которых шумы на ПЗС-матрице были меньше на порядок по сравнению с величиной сигнала). Таким

образом, определяли порог по плотности энергии. Порог был определен для длин волн 0,532; 0,632; 1,064 мкм при различных выдержках 1/4000, 1/45, 4 сек. Оказалось, что пороговое значение плотности энергии одинаково для различных выдержек на каждой длине волны и имеет следующие значение (таблица 2.1.2).

Таблица 2.1.2

Длина волны $\lambda$ , мкм	Пороговая плотность энергии $E_{\text{пор}}$ , Дж/см <sup>2</sup>
1,064	$\sim 10^{-5}$
0,632	$\sim 10^{-9}$
0,532	$\sim 10^{-10}$

Средние значения спектральной чувствительности ПЗС-матрицы были вычислены как среднее арифметическое для всех обработанных фотографий, без разделения на разные выдержки. Эти средние значения представлены в таблице 2.1.3.

Таблица 2.1.3

Длина волны $\lambda$ , мкм	Спектральная чувствительность, 1/S, Дж/(см <sup>2</sup> ·дел.)
1,064	$3 \cdot 10^{-6}$
0,632	$1,2 \cdot 10^{-10}$
0,532	$4,12 \cdot 10^{-11}$

Как видно из таблицы 2.1.3, спектральная чувствительность имеет наибольшее значение для длины волны 0,532 мкм среди представленных длин волн, а на длине волны 1,064 мкм – наименьшее значение. Это говорит о том, что при смещении от 0,532 мкм в сторону увеличения длин волн спектральная чувствительность ПЗС-матрицы исследуемого фотоаппарата резко падает.

## 2.2 КАЛИБРОВКА ЛАМПОЙ

На практике не всегда возможно подобрать источник излучения (лазер), работающий на необходимой длине волны и с достаточно малой спектральной шириной линии излучения (порядка нескольких десятков ангстрем). Для решения этой проблемы можно использовать некий «универсальный» источник излучения с известным спектральным распределением мощности (интенсивности) излучения. Роль такого «универсального» источника может выполнять лампа типа СИ-208У, излучающая площадка которой изготовлена из вольфрама. Для того, чтобы из непрерывного спектра излучения лампы вырезать узкий интервал с максимумом на определенной длине волны, могут быть использованы специальные фильтры.

Был проведен ряд экспериментов по определению спектральной чувствительности ПЗС-матрицы с использованием лампы типа СИ-208У в качестве источника излучения. По законам теплового излучения селективных тел [6] рассчитывалась мощность излучения, испускаемого вольфрамовой площадкой лампы. Необходимо отметить, что мощность вычислялась для определённого спектрального интервала, который вырезался из непрерывного спектра излучения лампы интерференционными фильтрами с известными коэффициентами пропускания на этих длинах волн. Измерение температуры излучающей площадки осуществлялось оптическим пирометром. На рис. 2.2.1 представлена схема регистрации изображения излучающей площадки лампы. Интерференционные фильтры выделяли узкий спектральный интервал  $\sim 200 \text{ \AA}$  с максимумами на длинах волн:  $\lambda_0$ ,  $\lambda_0/2$ ,  $2/3\lambda_0$ ,  $2/5\lambda_0$ , соответствующим гармоникам, излучаемых плазмой. Здесь  $\lambda_0=1,06 \text{ мкм}$  соответствует длине волны греющего излучения лазера на Nd стекле. При регистрации интерференционные фильтры поочередно помещались в отверстие диафрагмы. Сопоставляя интенсивность отклика (сигнала) ПЗС-матрицы с энергией, приходящейся на заданный спектральный интервал, рассчитывалась спектральная чувствительность на указанных длинах волн.

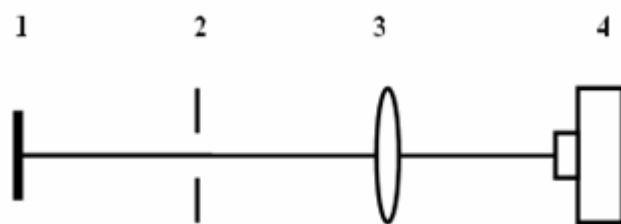


Рис.2.2.1. Оптическая схема для измерения спектральной чувствительности ПЗС – матрицы. 1 – излучающая площадка лампы, 2 – диафрагма, 3 – линза, 4 – ПЗС–матрица или оптический пирометр.

## 2.2.1 ИЗМЕРЕНИЕ ИСТИННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ПЛОЩАДКИ ЛАМПЫ

Наиболее распространенный способ оптического определения температуры основывается на сравнении излучения нагретого тела в одном определенном спектральном участке с излучением черного тела с той же длиной волны. Сравнение это с наибольшим удобством осуществляется при помощи пирометра с исчезающей нитью (рис. 2.2.2).

Кратко опишем, как происходит этот процесс. В фокусе объектива  $O$  помещается электрическая лампа  $L$  с нитью, изогнутой в форме полукруга. Окуляр позволяет наблюдать одновременно среднюю часть нити и изображение поверхности исследуемого источника, проектируемого при помощи объектива и зеркал  $M$  в плоскость нити. Красные стекла, помещенные между окуляром и глазом, пропускают монохроматическую часть света, испускаемого источником и нитью. Пропускаемая область соответствует длине волны  $660$  нм. Лампа питается током от батареи  $B$ , регулируемым реостатом  $R$ ; ток отсчитывается по амперметру  $A$ . При измерении температуры регулируют ток в нити до тех пор, пока последняя не исчезает на фоне изображения. При этой силе тока яркости (спектральные плотности энергетической светимости) излучаемой нити и источника для  $660$  нм совпадают [7].



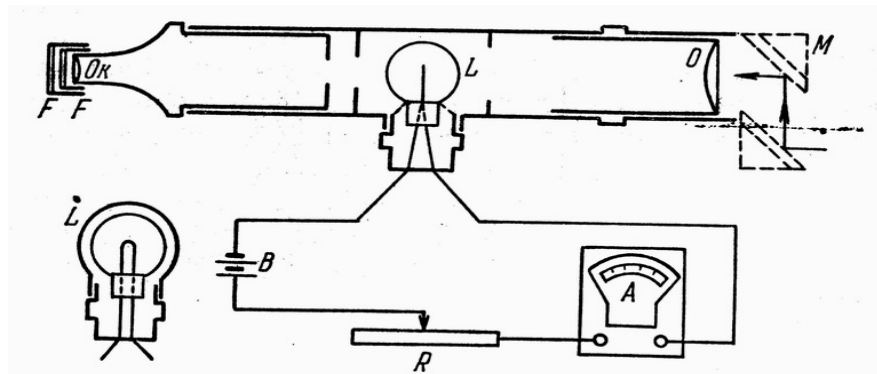


Рис.2.2.2. Схема пирометра с исчезающей нитью для определения яркостной температуры. Слева показано устройство лампы [7].

Предварительной градуировкой установлено, каким температурам черного тела соответствует исчезновение нити при разных силах тока. Если бы источник был также черным телом, то найденная температура была бы его истинной температурой. В противном случае измеренная температура характеризует температуру черного тела, имеющего для 660 нм ту же яркость, что и излучаемое тело при условиях наблюдения. Таким образом, для определения истинной температуры необходимо приравнять спектральную плотность энергетической светимости абсолютно черного тела  $r_{\lambda,T^*}$  и спектральную плотность энергетической светимости для вольфрама  $r_{\lambda,T}$ , т.е. для нити накаливания лампы пирометра.

$$r_{\lambda,T^*} = r_{\lambda,T}, \text{ где } r_{\lambda,T} = 3,71 \cdot 10^8 \varepsilon_{\lambda,T} \lambda^{-5} \left( e^{\frac{14380}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} \text{ [Вт/(м}^2 \cdot \text{мкм)]}.$$

В результате чего получим выражение

$$T = \frac{14380}{\lambda \ln(\varepsilon_{\lambda T} e^{\frac{14380}{\lambda T^*}} - \varepsilon_{\lambda T} + 1)},$$

где  $\lambda$  - длина волны излучения, пропускаемого светофильтром пирометра [мкм],  $T^*$  - температура, зафиксированная пирометром [К],  $\varepsilon_{\lambda T}$  - спектральный коэффициент излучения для нити накаливания оптического пирометра (вольфрам), соответствующий длине волны излучения  $\lambda$ . В нашем случае  $\lambda=660$  нм. Ошибка при определении температуры по формуле Планка определяется по

формуле [8]:  $\Delta T = T \frac{\Delta \varepsilon_{\lambda, T}}{\varepsilon_{\lambda, T}}$ . Заметную погрешность могут вносить

индивидуальные особенности глаза наблюдателя при измерении температуры.

Формула Планка не всегда удобна для вывода основных формул пирометрии и их исследования. Для этой цели гораздо удобнее спектральная формула Вина, которая, начиная только от  $\lambda T \approx 2000 \text{ мкм} \cdot \text{град}$ , дает ощутимые отклонения от точной формулы Планка. Для длин волн видимой области спектра эти отклонения становятся существенными только при температурах выше  $3000^\circ \text{ К}$  [8].

### 2.2.2 РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА МОЩНОСТИ ИСТОЧНИКА В ЗАДАННОМ СПЕКТРАЛЬНОМ ИНТЕРВАЛЕ

Для расчета плотности потока мощности источника необходимо знать температуру излучающего тела, спектральную излучательную способность, ширину спектрального интервала и его границы. Истинную температуру источника измеряли с помощью оптического пирометра. Ширина спектрального интервала и его границы определялись характеристиками используемых интерференционных фильтров для каждого фильтра в отдельности. Спектральный коэффициент излучения определялся из таблиц [4] для рассматриваемой температуры излучателя и длины волны излучения. В нашем случае излучающая площадка светоизмерительной лампы типа СИ8-200-У изготовлена из вольфрама, следовательно, подчиняется законам излучения селективных тел [6].

Для решения подобных задач обычно вводят следующие обозначения:

$$x_{1,2} = \frac{\lambda_{1,2}}{\lambda_M}; \quad z_{1,2} = \frac{\int_0^{\lambda_{1,2}} r_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty r_\lambda d\lambda},$$

где  $\lambda_{1,2}$  - граничные значения спектральных интервалов, вырезаемых интерференционными фильтрами [мкм];  $\lambda_M$  [мкм] - длина волны, которой соответствует максимум в распределении Планка при абсолютной температуре

$T$ , рассчитываемая по закону Вина:  $\lambda_M = \frac{2896}{T}$ ;  $r_\lambda$  - спектральная плотность энергетической светимости абсолютно черного тела (АЧТ), вычисляемая по формуле Планка:  $r_\lambda = 3,7110^8 \lambda^{-5} (e^{14380/\lambda T} - 1)^{-1}$ , где  $\lambda$  выражается в мкм;  $T$  - в К.

Спектральная плотность энергетической светимости [ $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}$ ] на длине волны  $\lambda_M$  определяется соотношением:  $r_M = 13010 \left( \frac{T}{1000} \right)^5$ .

Таким образом, вначале вычисляли длину волны  $\lambda_M$  для найденной температуры  $T$  излучателя. После этого, зная граничные значения спектральных диапазонов пропускания интерференционных фильтров, определяли значения  $x$  для каждого из этих значений. По известным величинам  $x$  из таблиц [4] выбирали значения  $z$ . В итоге плотность потока мощности источника, приходящаяся на данный интервал длин волн и в заданный телесный угол, в этом случае могла быть записана в виде

$$W_{(\lambda_1-\lambda_2)} = (z_1 - z_2) 5.67 \left( \frac{T}{100} \right)^4 \varepsilon_{\lambda T} \left[ \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{стерад}} \right].$$

Расчётные данные приведены в таблицах 2.2.1, 2.2.2 и 2.2.3.

Таблица 2.2.1

Измеренная температура	1560 С	1833 К
Истинная температура	1700,1 С	1973,1 К

Таблица 2.2.2

$\lambda_M$ , мкм	1,46775
$r_M$ , $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{мкм})$	$3,9 \cdot 10^6$

Таблица 2.2.3

$\lambda$ , мкм	1,06	0,707	0,53	0,424
$x_1$	0,709932	0,470109	0,354284716	0,283427773
$x_2$	0,727646	0,48646	0,368592368	0,295691475
$z_1$	0,075918	0,006366	0,00044613	$2,61958 \cdot 10^{-5}$
$z_2$	0,084561	0,008263	0,000690566	$4,72893 \cdot 10^{-5}$
$\varepsilon_{\lambda T}$	0,365	0,426	0,454	0,468
$W$ , $\text{Вт}/\text{м}^2$	2711,18	694,18	95,37	8,48

При расчётах плотности энергии, падающей на ПЗС-матрицу, считалось, что излучатель является точечным. Это возможно, когда его размеры составляют не более 10% расстояния между источником излучения и детектором и когда он излучает достаточно равномерно по всем направлениям [9]. В проведенных экспериментах размер источника  $2 \times 10 \text{ мм}^2$ , расстояние от приёмника до источника  $\approx 780 \text{ мм}$ .

### 2.2.3 РАСЧЁТ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПЗС-МАТРИЦЫ

Регистрация излучения лампы осуществлялась на цифровой фотоаппарат CANON EOS D30 в формате JPG. Все фотографии были выполнены при чувствительности ISO 400. Фотографии в формате JPG представлялись в черно-белом виде, а потом определялась величина сигнала (отклика). Сопоставляя рассчитанную энергию, приходящуюся на данный спектральный интервал, с откликом ПЗС-матрицы, определяли её спектральную чувствительность.

Спектральная чувствительность ПЗС-матрицы определялась по формуле:

$$\frac{1}{S} = \frac{W \times t \times T \times \Omega}{I},$$

где  $W$  – расчётная плотность потока мощности источника, приходящаяся на данный интервал длин волн и в заданный телесный угол [ $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{стерад})$ ],  $I$  – величина отклика (сигнала) [деления],  $t$  – выдержка, устанавливаемая на фотоаппарате [сек],  $T$  – суммарный коэффициент пропускания оптической системы регистрации излучения на ПЗС-матрицу для данной длины волны, используемых при регистрации излучения,  $\Omega$  – телесный угол, который выделяется диафрагмой из всего потока излучения по нормали к поверхности излучающей площадки [стерад].

На основе данных, приведенных в таблице 2.2.3, была рассчитана абсолютная спектральная чувствительность ПЗС-матрицы, характерные значения которой указаны в таблице 2.2.4. На рис. 2.2.3 относительная спектральная чувствительность представлена в графическом виде. Для этого среди полученных значений спектральной чувствительности максимальное

значение принимали за единицу, а все остальные значения нормировали относительно его. Таким образом, чтобы изменить отклик ПЗС-матрицы на одно деление, необходимо вложить меньшую энергию в излучение на  $\lambda=0,53$  мкм, чем в излучение на других длинах волн 0,7; 0,4; 1,06 мкм. Следовательно, спектральная чувствительность на  $\lambda=0,53$  мкм наибольшая, а на  $\lambda=1,06$  мкм наименьшая среди представленных длин волн.

Таблица 2.2.4

Длина волны, мкм	Выдержка t, сек.	Расчётная плотность потока мощности W, Вт/м <sup>2</sup>	Отклик ПЗС-матрицы, кол-во дел.	Спектральная чувствительность, 1/S, Дж/(см <sup>2</sup> ·дел.)
1,06	0,3 сек	2711,18	52	$5,22 \cdot 10^{-6}$
0,707	1/45 сек	694,18	87	$5,31 \cdot 10^{-8}$
0,53	1/3000 сек	95,37	119	$1,03 \cdot 10^{-10}$
0,424	1/180 сек	8,48	41	$3,97 \cdot 10^{-10}$

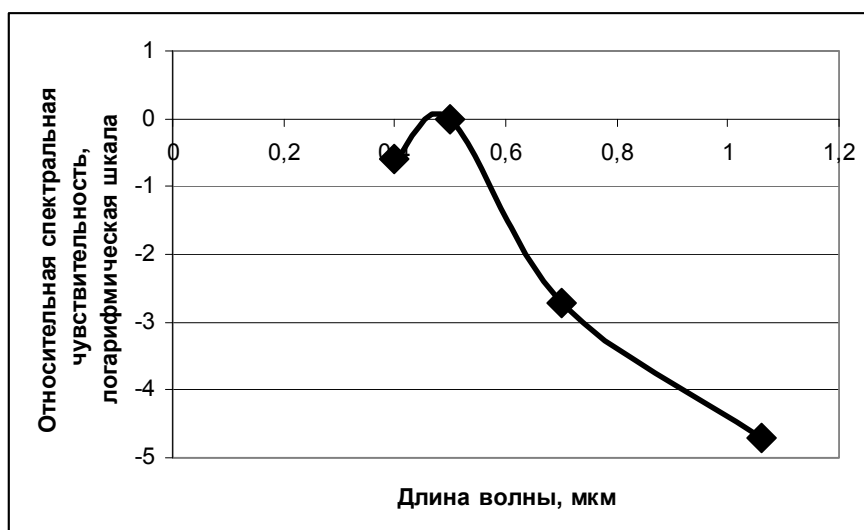


Рис.2.2.3. Зависимость относительной спектральной чувствительности от длины волны.

Недостатком калибровки ПЗС-матрицы с помощью лампы типа СИ-208У является наличие большого числа косвенных измерений, большое количество трудоёмких расчетов. При ошибке измерения температуры оптическим пирометром на 20°С (относительная погрешность 1%) при температуре 1560°С ошибка в определении светового потока в заданном спектральном интервале для  $\lambda = 0,53$  мкм составляет 20%.

### **2.3 КАЛИБРОВКА ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИСТОЧНИКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ**

Для изучения спектральной чувствительности ПЗС-матрицы при временах воздействия излучения порядка нескольких наносекунд была проведена калибровка с импульсным лазерным источником. В качестве источника излучения использовалась лазерная установка на Nd-стекле «Канал-2» [10], работающая в импульсном режиме. Длительность лазерного импульса по полувысоте составляла  $\sim 2,5$  нс, соответственно, это время и было временем воздействия излучения на ПЗС-матрицу. Спектральная чувствительность в этом случае определялась для длины волны излучения лазерной установки и его второй гармоники, 1,06 и 0,53 мкм, соответственно. Схема калибровки представлена на рис. 2.3.1.

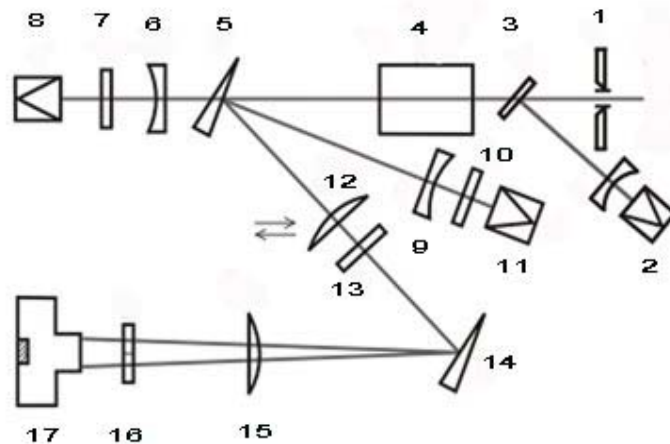


Рис. 2.3.1. Схема экспериментальной установки. 1 – диафрагма; 2, 8, 11 – калориметр; 3 – п/п пластинка; 4 – нелинейный кристалл; 5, 14 – оптический клин; 6, 9 – рассеивающая линза; 7, 10, 13 – фильтр; 12, 15 – линза; 16 – интерференционные фильтры; 17 – фотоаппарат.

Лазерное излучение, пройдя через диафрагму 1, направлялось на нелинейный кристалл (KDP) 4, где происходил процесс преобразования излучения во вторую гармонику. Калориметром 2 измерялась энергия излучения, падающего на нелинейный кристалл. Энергия излучения, преобразованного во вторую гармонику, измерялась калориметром 8. Чтобы выделить излучение на длине волны второй гармоники использовали светофильтр 7. Энергия излучения на основной частоте, прошедшего через нелинейный кристалл, измерялась калориметром 11. Для выделения излучения на основной частоте из излучения, падающего на калориметр, использовали светофильтр 10. Клином 14 пучок делили на два, на пути каждого из них помещались интерференционные фильтры 16, которые пропускали излучение на длине волны 1,06 и 0,53 мкм, соответственно. Фокусные расстояния линз 12 и 15 рассчитывались так, чтобы при одном выстреле лазера можно было регистрировать одновременно излучение на основной и удвоенной частоте. Фильтры 13 подбирались таким образом, чтобы сигналы излучения на основной и удвоенной частоте, прошедшего на ПЗС-матрицу фотоаппарата, были

приблизительно одинаковыми. Все фотоснимки были выполнены при чувствительности фотоаппарата ISO 400.

Точность измерения абсолютного значения энергии калориметрами составляет 5%. По показаниям калориметров проверялся баланс энергий. По известным значениям энергии, коэффициентов потерь в оптическом тракте, сигналу (отклику) ПЗС-матрицы и размеру изображения рассчитывалась спектральная чувствительность ПЗС-матрицы.

В результате проведенных экспериментов были вычислена абсолютная спектральная чувствительность для длин волн  $\lambda=0,53$  мкм и  $\lambda=1,06$  мкм, которая составила  $6,79 \cdot 10^{-10}$  и  $3,19 \cdot 10^{-6}$  Дж/(см<sup>2</sup>·дел), соответственно. Сравнивая абсолютную спектральную чувствительность, рассчитанную с помощью светоизмерительной лампы, непрерывным лазерным источником излучения и импульсным лазерным источником, получаем, что чувствительность для  $\lambda=0,53$  мкм имеет большой разброс значений, а для  $\lambda=1,06$  мкм все значения расположены в пределах одного порядка.

### **3 ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЙ КРИВОЙ ПЗС-МАТРИЦЫ**

Дополнительно была изучена зависимость отклика ПЗС-матрицы от интенсивности излучения в каждом спектральном диапазоне для чувствительности ISO 400 (рис. 3.1). Для этой цели использовали девятиступенчатый ослабитель с известными коэффициентами пропускания ступеней. Таким образом, выделили линейный участок характеристической кривой ПЗС-системы [11]. Также, используя девяти ступенчатый ослабитель, была проверена зависимость величины отклика ПЗС-матрицы от интенсивности излучения в зеленом свете для чувствительности ISO 200, 400, 800, 1600. Как видно из графиков (рис. 3.2) при большей чувствительности ISO и одинаковой выдержке отклик ПЗС-матрицы в зависимости от величины падающего излучения имеет нелинейный характер. Таким образом, чтобы получать достоверные значения спектральной чувствительности ПЗС-матрицы, пригодные для аналитической обработки, необходимо работать на линейном участке характеристической кривой.



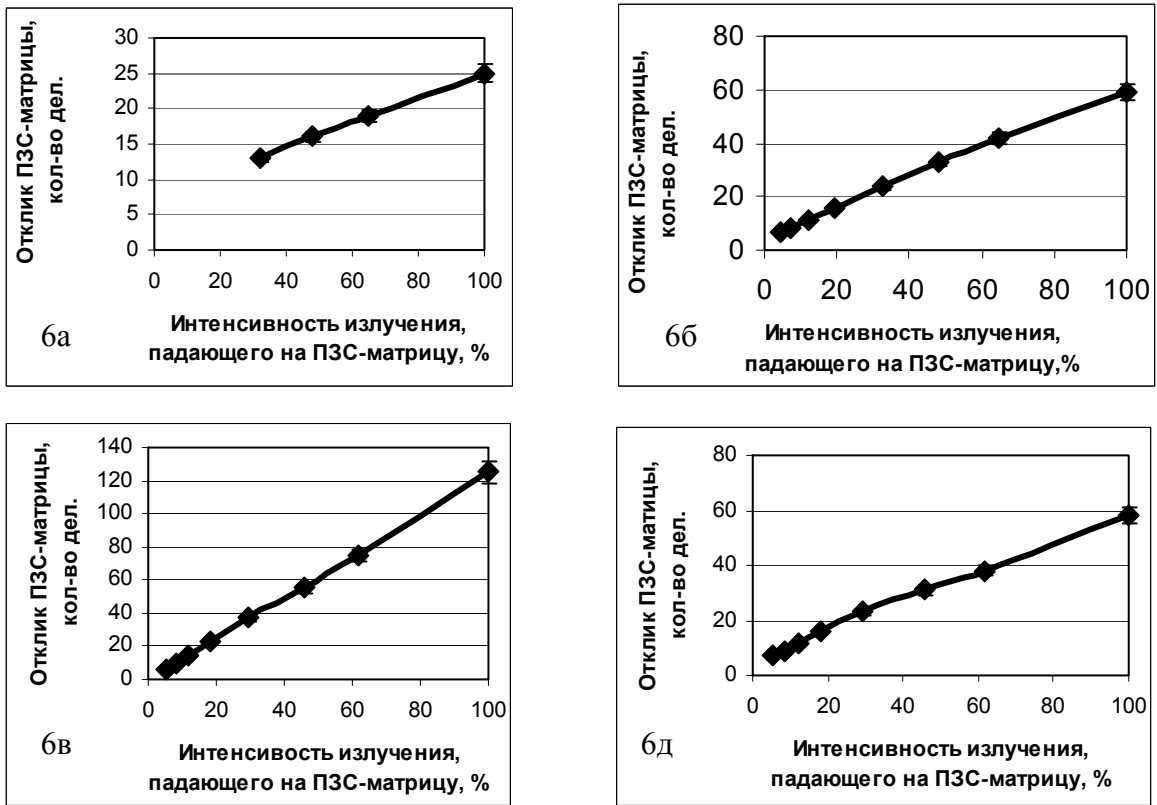


Рис.3.1. Зависимость отклика ПЗС-матрицы от интенсивности, падающего на неё излучения (ISO 400). ба –  $\lambda=1,06$  мкм, бб -  $\lambda=0,707$  мкм, бв -  $\lambda=0,53$  мкм, бд -  $\lambda=0,424$  мкм.

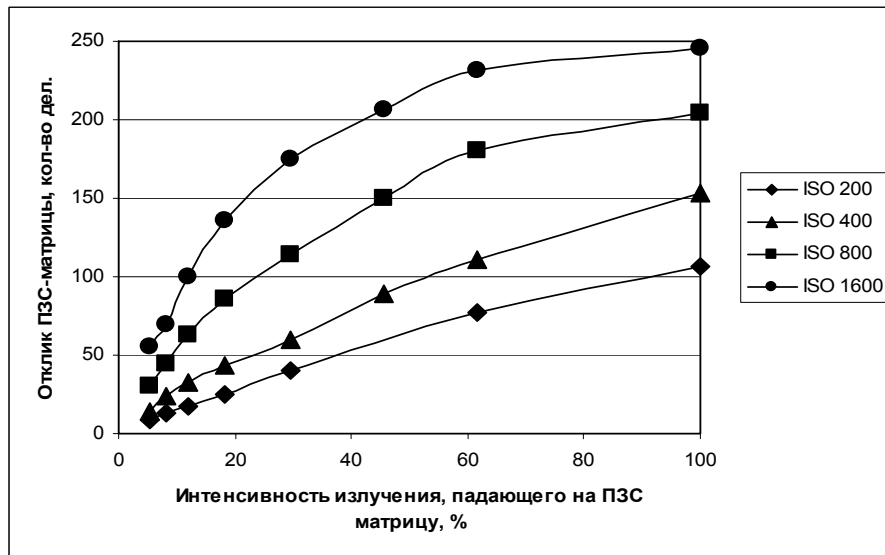


Рис.3.2. Зависимость отклика ПЗС-матрицы от интенсивности, падающего на неё излучения, для разных чувствительностей ISO 200, 400,800, 1600.

На рис. 3.3 представлен график, который иллюстрирует, как соотносятся между собой отклики, соответствующие разным чувствительностям ISO. В этом случае фотографирование производилось при одной и той же выдержке для длины волны  $\lambda=0,53$  мкм. Опять же получаем нелинейную зависимость отклика ПЗС-матрицы, но уже от чувствительности ISO. Также был изучен отклик ПЗС-матрицы при разных чувствительностях без фильтра и с внешним фильтром, имеющим коэффициент пропускания 52,5% ( $\lambda=0,53$  мкм). На рис. 3.4 видно, что отклик ПЗС-матрицы для ISO 100 без фильтра соответствует отклику для ISO 200 с фильтром при рассчитанном коэффициенте пропускания 50%. Аналогичные результаты получаются и для других чувствительностей. Это говорит о том, что результаты, полученные при разных чувствительностях ISO, но при внесении перед ПЗС-матрицей определенных фильтров могут подвергаться сравнительному анализу между собой. А отношение значений откликов, лежащих на одной кривой, не совпадает с отношением соответствующих чувствительностей ISO. Это приводит к тому, что отклики, полученные для одной и той же выдержки и длины волны, но соответствующие разным чувствительностям ISO, будут соотноситься друг с другом по-разному.

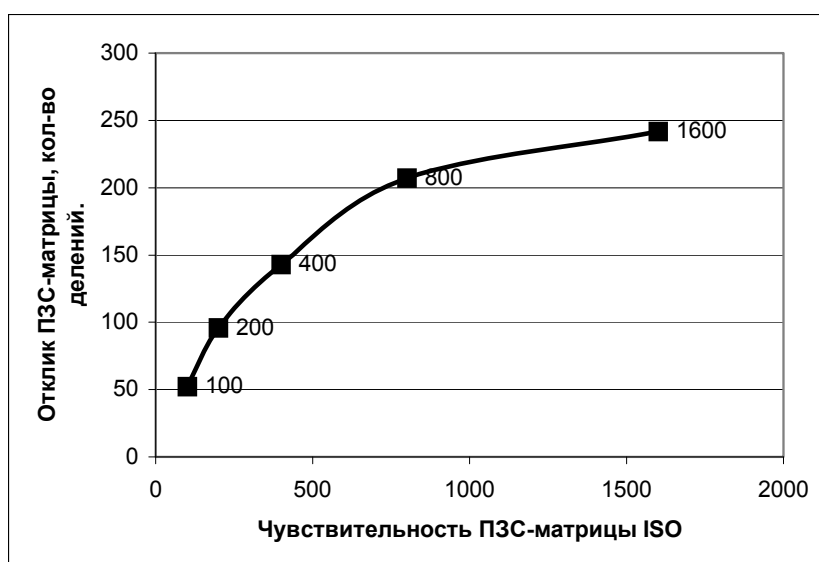


Рис.3.3. Зависимость отклика ПЗС-матрицы от выбранной чувствительности ПЗС-матрицы.

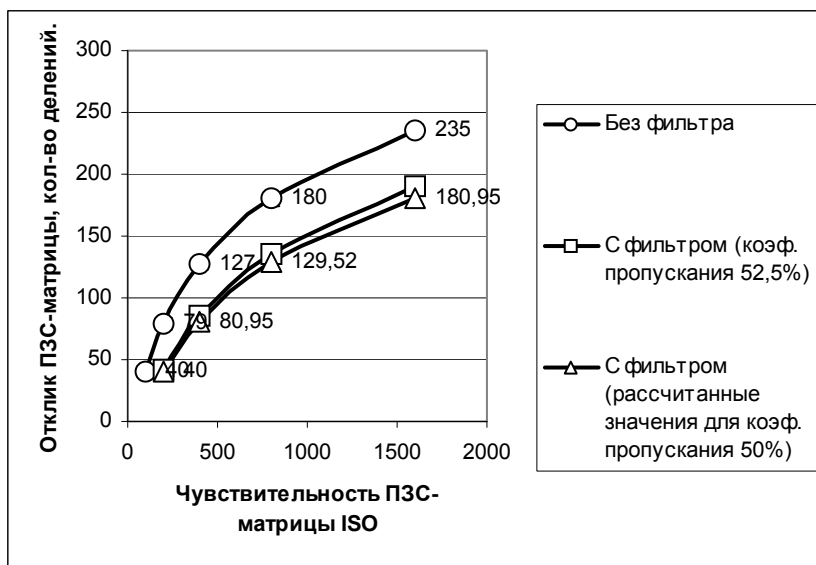


Рис.3.4. Зависимость отклика ПЗС-матрицы от выбранной чувствительности ПЗС-матрицы с фильтром и без фильтра.

Из рис. 3.2, 3.3 и 3.4 можно сделать вывод о том, что отклик ПЗС-матрицы имеет как линейный, так и нелинейный участок, в зависимости от чувствительности ISO, интенсивности падающего на ПЗС-матрицу излучения и, как следствие, выдержки. Линейная область откликов расположена в интервале значений до 120-150 делений отклика. Таким образом, чтобы говорить о спектральной чувствительности и получать достоверные данные, пригодные для аналитической обработки, необходимо работать в линейном интервале значений отклика ПЗС-матрицы, т.е. тщательно анализировать условия эксперимента.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены три метода калибровки ПЗС-матрицы. В двух из них использовались непрерывные источники излучения, а в третьем – импульсный источник наносекундной длительности.

С помощью этих методов калибровки была определена как относительная, так и абсолютная спектральная чувствительность ПЗС-матрицы цифрового фотоаппарата CANON EOS D30 в спектральном интервале от 0,4 мкм до 1,1

мкм. Обнаружена резкая зависимость спектральной чувствительности от длины волны. Максимальное значение чувствительности соответствует длине волны 0,53 мкм, минимальное - длине волны 1,06 мкм. Характерное значение абсолютной спектральной чувствительности ( $1/S$ ) для длины волны 0,53 мкм составляет  $4,1 \cdot 10^{-11}$  Дж/(см<sup>2</sup>·дел.), а для длины волны 1,06 мкм –  $3 \cdot 10^{-6}$  Дж/(см<sup>2</sup>·дел.).

Для непрерывного источника были изучены зависимости отклика ПЗС-матрицы от чувствительности ISO и интенсивности падающего на нее излучения. В результате получено, что эти зависимости имеют как линейные участки, так и нелинейные. А это в свою очередь приведет к тому, что отклики, лежащие в нелинейной области и вызванные излучением одной длины волны, но снятые при разных чувствительностях ISO, не могут быть сравнимы, кроме случаев, когда с изменением чувствительности ISO дополнительно вносится фильтр перед ПЗС-матрицей с необходимым коэффициентом пропускания для рассматриваемой длины волны.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 07-02-01407.

## ЛИТЕРАТУРА:

---

- 1 Общая фотография К.В. Чибисов М.: Искусство, 1984.
- 2 В.В. Малинин Моделирование и оптимизация оптико-электронных приборов с фотоприемными матрицами. Новосибирск, Наука, 2005г.
- 3 Н.Г. Басов, Ю.А. Михайлов, Г.В. Склизков, С.И. Федотов Лазерные термоядерные установки. «Итоги науки и техники. Радиотехника». Т. 25. М, ВИНТИ, 1984 г.
- 4 Справочник по инфракрасной технике / Ред. У. Волф, Г. Цисис, том 3, Москва, Мир, 1999.
- 5 О. Звелто Принципы лазеров, М: Мир, 1990.
- 6 Справочник конструктора оптико-механических приборов / Под редакцией В.А. Панова / Ленинград “Машиностроение” - 1980г.
- 7 Ландсберг Г.С. Оптика - М.:Наука - 1976г.
- 8 Гордов А.Н. Основы пирометрии. М.: Металлургия, 1971.
- 9 Справочник по лазерной технике под ред. проф. А.П. Напартовича М.: Энергоатомиздат, 1991.
- 10 Lasers for ICF with a Controllable Function of Mutual Coherence of Radiation/ S.I. Fedotov, L.P. Feoktistov, M.V. Osipov, and A.N Starodub, Journal of Russian Laser Research, vol. 25, 1, 2004; Препринт ФИАН №35, Москва 2002.
- 11 Пресс Ф.П. Фоточувствительные приборы с зарядовой связью.- М.: Радио и связь, 1991.