

УДК 520.3

Чувствительность и рабочая температура криостатируемого ФПУ на основе матричного фоточувствительного ПЗС

В. Ю. Березин, Л. Г. Вальская, В. И. Гуляев, С. А. Иоффе,
И. Н. Суриков, Б. Н. Формозов, А. Т. Хвиливицкий

Рассмотрены температурные зависимости уровня шума и пороговой облученности поликремниевых матричных ПЗС. Показано, что для конкретных параметров ПЗС и режима работы существует оптимальное значение рабочей температуры, при которой пороговая облученность имеет минимальное значение.

SENSITIVITY AND WORKING TEMPERATURE OF COOLED MATRIX PHOTSENSITIVE CCD DETECTOR, by Berezin V. Yu., Val'skaya L. G., Gulyaev V. I., Ioffe S. A., Surikov I. N., Formozov B. N., Khvilivitskij A. T. — The temperature dependences of noise level and threshold irradiation of the polysilicon matrix CCD are considered. It is shown that there is the optimum value of the working temperature (when the threshold irradiation has a minimum value) for specific parameters of CCD and operating conditions.

Матричные ФПЗС применяются в оптической астрономии с 1976 г., и по данным на 1981 г. около 20 исследовательских групп в различных обсерваториях мира использовали эти приборы или вели работы в этом направлении [11]. Высокие квантовая эффективность и стабильность параметров, точная геометрия фоточувствительных элементов, линейность световой характеристики, значительная чувствительность в ближней ИК-области, низкий уровень шумов и большой динамический диапазон позволяют использовать матричные ФПЗС в различных астрономических системах: как в наземной аппаратуре, так и в аппаратуре для внеатмосферной астрономии [12]. Малая потребляемая мощность и компактность ФПЗС позволяют легко охлаждать эти приборы вплоть до криогенных температур, что дает возможность использовать их в системах с большими временами накопления для регистрации слабых оптических сигналов. В настоящее время ФПУ на основе ФПЗС достаточно широко используются в бортовой аппаратуре ИСЗ для решения различных задач, связанных с наблюдением земной поверхности из космоса [4, 5]. Несмотря на ряд ограничений и не объясненных пока отклонений в работе отдельных ФПЗС, некоторые авторы считают, что эти приборы незаменимы при решении задач не только обнаружения, но и фотометрирования слабых астрономических источников излучения [14].

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования криостатируемого ФПУ, созданного на основе матричного ФПЗС с поверхностным каналом переноса и числом элементов 512×576 [2]. Матричный ФПЗС помещен в вакуумную полость криостата (рис. 1). Криостат дает возможность охлаждать ФПЗС до температуры 80 К. Поскольку ФПУ предназначено для работы в составе телескопа с изменяющейся ориентацией, его конструкция обеспечивает устойчивую работу от положения «окном вниз» до положения «окном вбок». Для автономного поддержания вакуума в криостате используется крионасос на основе березового активированного угля (БАУ), встроенный в азотную емкость. Для исследования ФПУ в интервале температур 80—290 К в хладопровод, соединяющий основание ФПЗС с хладопроводом азотной

емкости, включен термоэлектрический микроохладитель ТЭМО-7. Реверсивное включение ТЭМО обеспечивает достаточно точную регулировку температуры в заданном интервале. При этом значительно снижен расход жидкого азота по сравнению с использованием для этой цели обычного резистивного нагревателя [8].

Исследования ФПУ производились на сопряженных с ЭВМ системах для измерения электрических и фотоэлектрических характеристик

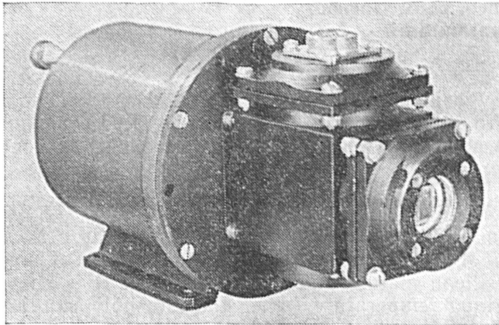


Рис. 1. Общий вид ФПУ

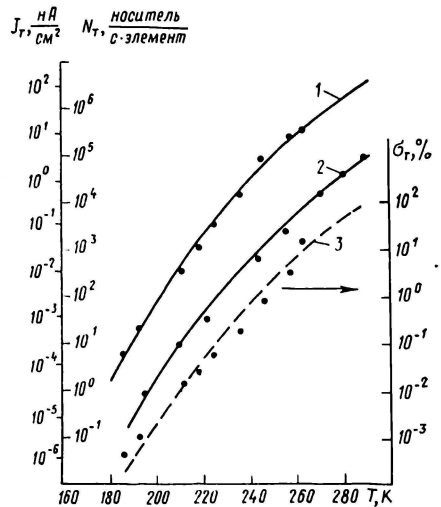


Рис. 2. Температурные зависимости темного сигнала (1, 2) и средней квадратичной неравномерности темного сигнала, приведенной к времени накопления 1 с (3)

матриц ФПЗС [1] и измерения спектральных характеристик. При измерениях электрических и фотоэлектрических характеристик частота выходного регистра составляла 500 кГц, время накопления изменялось в широких пределах. При измерении спектральных характеристик ФПУ работало в стандартном ТВ-режиме (частота выходного регистра 10 МГц, время накопления 20 мс).

Одним из основных факторов, ограничивающих возможности ФПЗС, особенно при больших временах накопления, является генерация темновых носителей. Темновой сигнал и связанный с ним дробовый шум снижают динамический диапазон прибора. Кроме того, неравномерность темнового тока по площади фоточувствительной области приводит к появлению так называемого «геометрического» шума — постоянного зарядового рельефа, существующего в отсутствие оптического сигнала. Для современного уровня технологии типовыми для крупноформатных матричных ФПЗС являются значения плотности темнового тока порядка 10 — 50 нА/см². Расчет показывает, что при значении средней плотности темнового тока в 25 нА/см² в приборе с поверхностным каналом темновой сигнал составляет 50 % от максимального значения сигнала при времени накопления порядка одной секунды. В случаях, когда необходимо обеспечить значительные времена накопления, прибегают к охлаждению ФПЗС. В связи с этим представляют интерес зависимости темнового сигнала и его неравномерности от температуры.

В ПЗС существует несколько механизмов генерации темнового тока. Наибольший вклад вносят объемная генерация в обедненном слое и поверхностная генерация [9]. Обе эти составляющие пропорциональны собственной концентрации неосновных носителей n_i , зависимость которой от температуры имеет вид [13]:

$$n_i = CT^{3/2} \exp(-E(T)/2kT), \quad (1)$$

где C — коэффициент, не зависящий от температуры; $E(T)$ — ширина запрещенной зоны кремния (зависящая от температуры); k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура кристалла ФПЗС.

Температурные зависимости темнового сигнала, полученные экспериментально на двух исследованных образцах ФПУ (кривые 1 и 2), представлены на рис. 2. Измерение темнового сигнала производилось в одном произвольно выбранном столбце матрицы ФПЗС, затем вычислялось среднее значение по 500 элементам. Время накопления изменялось от 100 — 300 мс при комнатной температуре до нескольких часов при температуре 190 К. По экспериментально полученным значениям (точки на рис. 2) методом наименьших квадратов определялась постоянная C из выражения (1), а затем строилась зависимость вида (1) (сплошные линии). Как видно, совпадение теоретических значений с экспериментальными результатами вполне удовлетворительное.

Неравномерность темнового сигнала также падает с уменьшением температуры. На рис. 2 (кривая 3) представлена экспериментальная температурная зависимость средней квадратичной неравномерности темнового сигнала в процентах к максимальному сигналу, вычисленной по массиву из 500 элементов матрицы для прибора, температурная зависимость темнового тока которого представлена кривой 1. Как видно, ход зависимости темновой неравномерности качественно повторяет ход зависимости темнового сигнала, однако худшее совпадение с теоретической кривой свидетельствует, по-видимому, о том, что у некоторых элементов ФПЗС температурная зависимость темнового тока не подчиняется выражению (1). При этом, не оказывая заметного влияния на средний уровень темнового сигнала, они могут значительно повлиять на значение средней квадратичной неравномерности. Тем не менее, в большинстве астрономических применений существует возможность устранения темновой неравномерности путем поэлементного вычитания заранее зарегистрированного и усредненного темнового сигнала из рабочего изображения.

Для характеристики потенциальных возможностей ФПУ при работе в условиях низкого уровня оптического сигнала в качестве одного из основных параметров используются сигнал, эквивалентный шуму [7, 15], или пороговая облученность. Под сигналом, эквивалентным шуму, понимают плотность энергии, а под пороговой облученностью — плотность мощности входного оптического сигнала, обеспечивающие на выходе ФПУ отношение сигнал/шум, равное 1. Исходя из этого определения, можно записать выражение для пороговой облученности:

$$E_{\text{пор}} = rN_{\text{ш}}/ST_{\text{н}}, \quad (2)$$

где $N_{\text{ш}}$ — полный шумовой сигнал ФПУ, выраженный в носителях тока; r — коэффициент преобразования выходного устройства ФПЗС (В/носитель); S — чувствительность ФПЗС; $T_{\text{н}}$ — время накопления.

Полный шумовой сигнал ФПУ складывается из дробового шума темнового тока (эта составляющая шума зависит от времени накопления) и шумов, не зависящих от времени накопления, которые, в свою очередь, можно разделить на две составляющие, одна из которых зависит, а другая не зависит от температуры. К первой составляющей относятся [15]: а) установочный шум выходного плавающего электрода $N_{FE} = \sqrt{kTC_{FE}/e}$, где C_{FE} — емкость плавающего электрода; e — заряд электрона; б) шум ввода фонового заряда (для ФПЗС с поверхностным каналом) $N_{FZ} = \sqrt{kTC_{IG}/e}$, где C_{IG} — емкость входного затвора; в) шум переноса $N_{TR} = \sqrt{kTC_{TR}/e}$, где C_{TR} — эквивалентная емкость поверхностных или объемных состояний для ФПЗС с поверхностным или объемным каналом.

К составляющей шума, не зависящей от температуры, относятся шумы, обусловленные нестабильностью постоянных и импульсных напряжений, подаваемых на ФПЗС.

С учетом изложенного выше выражение (2) можно представить в следующем виде:

$$E_{\text{пор}} = r \sqrt{jAT_n/e + kTC_s/e^2 + N^2/ST_n}, \quad (3)$$

где j — плотность темнового тока; A — площадь фоточувствительного элемента ФПЗС; $C_s = C_{FE} + C_{IG} + C_{TR}$ — эквивалентная шумовая емкость ФПЗС; N — величина шума, независимого от температуры.

Как видно из выражения (3), шумовой сигнал ФПЗС убывает с уменьшением температуры, поэтому с точки зрения минимизации шумов выгодно охлаждать ФПЗС до как можно более низких температур. Однако с уменьшением температуры падает чувствительность ФПЗС, что

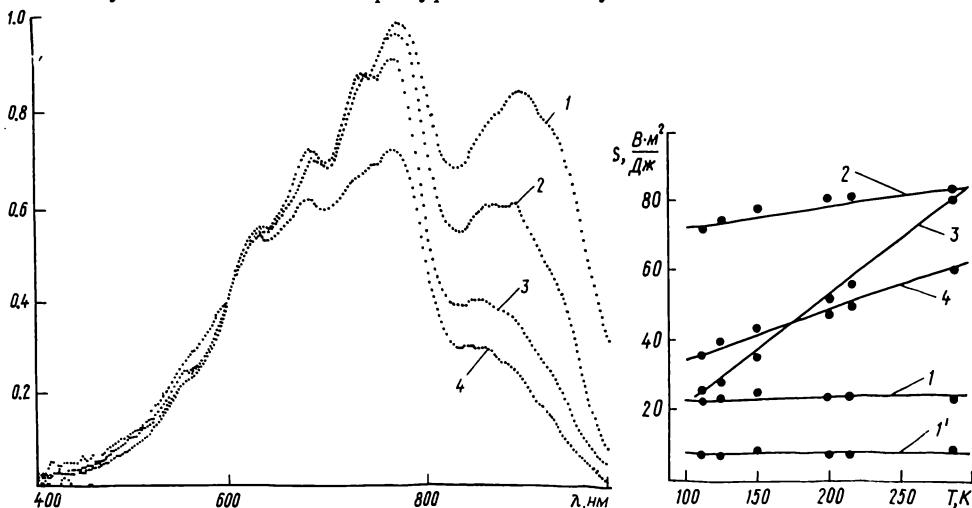


Рис. 3. Относительные спектральные характеристики ФПУ при различных рабочих температурах: 1 — 290 К; 2 — 214 К; 3 — 149 К; 4 — 111 К

Рис. 4. Температурные зависимости средней чувствительности ФПУ в различных спектральных диапазонах: 1 — 510—590 нм (диапазон V МФС); 1' — 400—540 нм (B); 2 — 595—805 нм (R); 3 — 790—1000 нм (I); 4 — 400—1000 нм

объясняется температурной зависимостью квантового выхода $p-n$ перехода, индуцированного полем [3]. Относительные спектральные характеристики одного из исследованных приборов, полученные экспериментально при нескольких значениях температуры кристалла ФПЗС, приведены на рис. 3. Особенно заметно падение чувствительности вблизи красной границы поглощения.

Для перехода к абсолютным значениям чувствительности использовалась величина интегральной чувствительности прибора, измеренная при освещении источником с цветовой температурой $T=2854$ К (источник типа A), прокалиброванном в люксах, и составившая $S_A = 5.0$ В/лк·с. Интегральная чувствительность ФПЗС при освещении источником типа A равна:

$$S_A = S_m \cdot \int_{\Delta\lambda} s_\lambda h_\lambda d\lambda / R \cdot \int_0^\infty h_\lambda d\lambda, \quad (4)$$

где S_m — абсолютная чувствительность ФПЗС в максимуме спектральной чувствительности; s_λ, h_λ — относительные спектральные характеристики ФПЗС и источника типа A, соответственно; R — коэффициент перехода от энергетических к световым единицам (для источника типа A величина $R=15$ лм/Вт); $\Delta\lambda$ — диапазон спектральной чувствительности ФПЗС. Из выражения (4) имеем:

$$S_m = S_A R \int_0^\infty h_\lambda d\lambda \int_{\Delta\lambda} s_\lambda h_\lambda d\lambda. \quad (5)$$

Средняя чувствительность ФПЗС в диапазоне $\Delta\lambda$ определяется как

$$S_{\Delta\lambda} = (S_m/\Delta\lambda) \int_{\Delta\lambda} s_\lambda d\lambda, \quad (6)$$

где S_m задается выражением (5). Для вычисления S_m при температурах, отличных от комнатной, при которой измерялось значение S_A , относительные спектральные характеристики ФПЗС нормировались к абсолютному максимуму при комнатной температуре (рис. 3). С использованием этих экспериментальных данных по описанной выше методике рассчитаны значения чувствительности ФПЗС в различных спектральных диапазонах при различных температурах (рис. 4). Интегралы в выражениях (5) и (6) определялись численными методами с помощью ЭВМ.

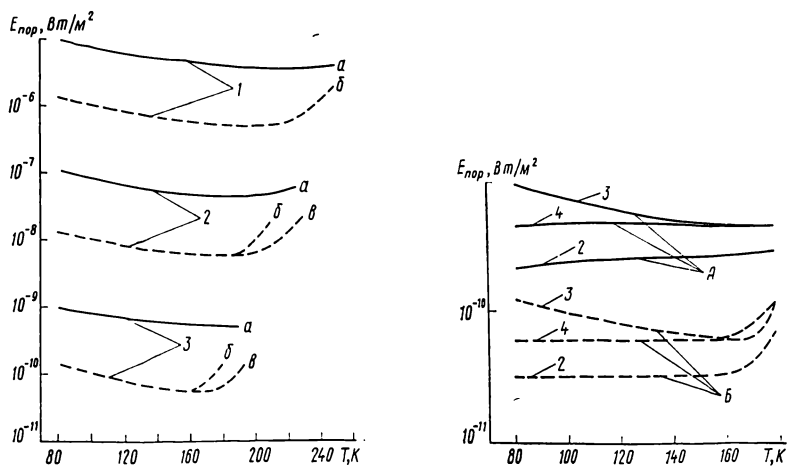


Рис. 5 Температурные зависимости пороговой облученности для спектрального диапазона 1: 1 — $T_n = 1 \text{ с}$; 2 — $T_n = 100 \text{ с}$; 3 — $T_n = 10000 \text{ с}$. а — $j_T = 100 \text{ нА/см}^2$, поверхностный канал; б — $j_T = 100 \text{ нА/см}^2$, объемный канал; в — $j_T = 10 \text{ нА/см}^2$, объемный канал

Рис. 6 Температурные зависимости пороговой облученности для различных спектральных диапазонов ($T_n = 10000 \text{ с}$) 2 — 595—805 нм; 3 — 790—1000 нм; 4 — 400—1000 нм; А — поверхностный канал; Б — объемный канал

Как видно из выражения (3), наличие составляющей шума, не зависящей от температуры, дает основание предположить существование минимума на температурной зависимости пороговой облученности, то есть значения температуры, соответствующие минимумам шумов и пороговой облученности, могут не совпадать. Подобные зависимости, рассчитанные для приборов с поверхностным и объемным каналами при различных временах накопления и начальных уровнях темнового тока для спектрального диапазона I Международной фотометрической системы (0.79 — 1.0 мкм), приведены на рис. 5. При расчете допустимыми считались значения температуры, при которых средняя величина темнового сигнала при данном времени накопления, рассчитанная с использованием выражения (1), не превышает 5 % от максимального сигнала ФПЗС. Для определения чувствительности при различных температурах использовалась линейная аппроксимация экспериментальных данных (рис. 4). В качестве начальных (при комнатной температуре) значений составляющих шума использовались следующие величины, согласующиеся как с типовыми экспериментальными результатами, полученными для рассматриваемого ФПЗС, так и с литературными данными [6, 9, 10, 12, 14]: 1) для прибора с поверхностным каналом: а) величина шума, зависящего от температуры — 400 носителей; б) величина шума, не зависящего от температуры — 20 носителей; 2) для прибора с объемным каналом: а) величина шума, зависящего от температуры —

40 носителей; б) величина шума, не зависящего от температуры — 20 носителей.

Как видно из рис. 5, существует оптимальное значение температуры, зависящее от параметров ФПЗС и времени накопления, ниже которого происходит возрастание пороговой облученности, то есть ухудшение характеристик ФПУ. Характер температурной зависимости пороговой облученности зависит от спектрального состава регистрируемого сигнала, что показано на рис. 6. Тем не менее, как видно из приведенных кривых, для любого спектрального диапазона охлаждение ниже определенной температуры не имеет смысла, так как либо ухудшает характеристики ФПУ, либо не приводит к их заметному улучшению.

С использованием полученных значений пороговой облученности рассчитаны звездные величины объектов, регистрируемых исследованным ФПУ с отношением сигнал/шум, равным 1. Расчеты производились для спектрального диапазона I , времени накопления 1000 с и температуры, соответствующей минимуму пороговой облученности для данных условий (рис. 5). В результате получены значения 14^m и 17^m для телескопов АЗТ-2 ($D=70$ см) и БТА (6 м), соответственно.

Выводы. Использование матричных ФПЗС в астрономии для регистрации и фотометрии слабых оптических сигналов возможно лишь при условии охлаждения кристалла ФПЗС. Снижение чувствительности прибора в длинноволновом участке спектра при охлаждении приводит к тому, что для некоторых спектральных диапазонов температура, соответствующая минимуму пороговой облученности, не совпадает с температурой, при которой минимизируются шумы ФПЗС. Учитывая реальные параметры используемого ФПЗС, можно с помощью выражения (3) определить оптимальную для заданных спектральных и энергетических характеристик наблюдаемых оптических сигналов рабочую температуру ФПУ.

1. Березин В. Ю., Дрян Ю. А., Коссов А. Г. и др. Автоматизированная система измерения параметров фоточувствительных матриц ПЗС // Электрон. пром-сть.—1984.— Вып. 3.— С. 30—32.
2. Березин В. Ю., Зинчик Ю. С., Котов Б. А. и др. Фоточувствительные матрицы ПЗС с числом элементов 576×512 и 288×256 // Там же.—1982.— Вып. 7.— С. 27—30.
3. Ван де Виле Ф. Квантовый выход фотодиода // Полупроводниковые формирователи сигналов изображения / Под ред. П. Йесперса, Ф. Ван де Виле, М. Уайта.— М.: Мир, 1979.— С. 41—76.
4. Многозональные аэрокосмические съемки Земли / Под ред. Р. З. Сагдеева.— М.: Наука, 1981.—3303 с.
5. Салаи Ш., Сабо Л., Рени И. и др. Телевизионные системы пролетного аппарата «Венера-Галлей» // Научное космическое приборостроение: Сб. ст. Вып. 2. Оптико-электронные приборы.— М.: Металлургия.—1983.— С. 47—60.
6. Секен К., Томпсоетт М. Приборы с переносом заряда.— М.: Мир, 1978.—328 с.
7. Уайт М. Конструирование ТПИ // Полупроводниковые формирователи сигналов изображения / Под ред. П. Йесперса, Ф. Ван де Виле, М. Уайта.— М.: Мир, 1979.— С. 337—373.
8. Формозов Б. Н. Экспериментальная техника в физике сверхпроводников.— Киев: Вища шк., 1978.—198 с.
9. Goad L., Ball W. CCD detector utilization and development at Kitt Peak National Observatory (KPNO) // SPIE. Solid-State Imagers Astronomy.— 1981.—290.— P. 130—136.
10. Gunn J., Westphal J. Care, feeding and use of CCD imagers at Palomar Observatory // Ibid.— P. 16—23.
11. Gursky H. Impact of solid-state imaging on optical astronomy // Ibid.— P. 2—5.
12. Latham D. Solid-state imagers for astronomy // Instrumentation for astronomy with large optical telescope / Ed. by C. M. Humphries.— New York; London: Plenum Press, 1982.— P. 245—249.
13. Ong D. G., Pierret R. F. Thermal carrier generation in charge-coupled devices // IEEE Trans. Electron. Devices.—1975.— ED—22, N 8.— P. 593—602.
14. Robinson L. The Lick observatory charge-coupled device (CCD) and controller // SPIE, Solid-State Imagers Astronomy.—1981.—290.— P. 124—129.
15. White M., Lampe D., Blaha F. et al. Characterization of surface channel CCD image arrays at low light levels // IEEE J. Solid-State Circuits.— 1974.—9, N 1.— P. 1—12.