

ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АППАРАТУРЫ ДЛЯ КОСМИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ИОНИЗИРУЮЩЕЙ РАДИАЦИИ СОЛНЦА

©2001 г. С. В. Авакян, доктор физ.-мат. наук; Е. П. Андреев, канд. физ.-мат. наук; И. М. Афанасьев; Н. А. Воронин; М. Л. Лебединская; Н. Б. Леонов, канд. физ.-мат. наук; Э. В. Кувалдин, канд. техн. наук; Е. П. Савинов*, канд. физ.-мат. наук; А. В. Савушкин, канд. техн. наук; А. Е. Серова

– ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург

*НИИ физики Санкт-Петербургского государственного университета

Исследованы и проанализированы спектроэнергетические характеристики радиометра и спектрометра, предназначенных для измерения в патрульном режиме с космического аппарата потоков жесткого УФ и мягкого рентгеновского излучения Солнца в области спектра от 0,14 до 157 нм. Исследования показали работоспособность аппаратуры в условиях вакуумных камер ГОИ и Европейского космического технологического центра (ESTEC), а также соответствие ее оптико-физических характеристик требуемым для измерений спектра солнечного излучения в наиболее геоэффективных диапазонах длин волн.

Поступила в редакцию 05.09.2000.

Введение

В [1] приведено описание комплекса оптико-электронной аппаратуры для постоянного космического контроля солнечной активности в коротковолновой области спектра от 0,14 до 157 нм. В течение 1998/99 гг. такая аппаратура создана и проведены ее лабораторные испытания. Целью статьи является подробное описание результатов данных испытаний.

Измерения потоков ионизирующего излучения Солнца чрезвычайно важны для науки и практики [2, 3]. Вариации этого излучения в наиболее ярком виде характеризуют степень солнечной активности, полностью определяют приращение солнечной излучательной энергии в периоды вспышек, в большой степени контролируют поведение околоземной космической погоды, влияют на земные процессы. Отсутствие до настоящего времени постоянного контроля за этим излучением Солнца связано исключительно с техническими трудностями и необходимостью осуществления измерений в данной области спектра только с космических носителей. Технические сложности связаны прежде всего с использованием безоконной оптики, подвергающейся всем воздействиям открытого космоса в орбитальном полете, а также с необходимостью иметь селективный приемник ионизирующего излучения, предельно слабо чувствительный к мягкому УФ и, особенно, к видимому солнечному свету [4, 5]. В процессе исследований этого вопроса в ГОИ разработана не использованная до сих пор в космосе методология совместных радиометрических и спектральных измерений, что позволяет получить абсо-

лютные значения ионизирующего солнечного потока, несмотря на существование сильного рассеянного света в спектрометре [3]. Эта методология включает учет вклада заряженных частиц в показания радиометра [6], что было впервые обнаружено при использовании аналогичной конструкции на ИСЗ "Космос-381" [7–9], а также подтверждено недавно при сравнении показаний солнечных рентгеновских датчиков спутников GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite) [10].

В настоящее время постоянный контроль солнечной активности осуществляется (в США) только в двух участках спектра ионизирующего излучения: $\lambda < 0,8$ нм и $\lambda > 115(119)$ нм [11–13]. Однако мониторинг потока в наиболее геоэффективной части спектра (0,8–115 нм) от всего диска Солнца, полностью контролирующей основную часть ионосферы Земли и ионосфер других планет Солнечной системы, включая образование и состояние главных ионосферных максимумов [14, 15], до сих пор отсутствует. Поэтому ценность постоянных патрульных измерений таких потоков, т.е. данных о "дыхании" Солнца, имеет общечеловеческий масштаб.

Лабораторные испытания аппаратуры комплекса Космического солнечного патруля выполнены в ГОИ и ESTEC в 1999–2000 гг. Измерение характеристик как спектрометра, так и радиометра проводилось в вакуумной камере, в том числе потому, что вторичный электронный умножитель открытого типа (ВЭУ), используемый в качестве детектора излучения в обоих приборах, может работать только в вакууме [5]. Вакуумная камера ГОИ имела окно из кристалла MgF_2 , что позволило использовать семей-

ство ВУФ-ламп, разработанных ранее также в ГОИ [16, 17].

По предложению ESTEC данный радиометр был использован в Голландии (Нордвайк) для измерения абсолютных значений потока излучения рентгеновской трубки и определения его спектрального распределения [18].

1. Фотоприемное устройство

В процессе исследований в первую очередь проводились измерения характеристик фотоприемного устройства радиометра и спектрометра, поскольку оно является важнейшим элементом аппаратуры комплекса.

В качестве фотоприемного устройства выбраны вторичные электронные умножители открытого типа (ВЭУ), технология изготовления которых разработана в ГОИ еще в 50–60-е годы [4, 5, 19]. Их преимущество заключается в высокой чувствительности к излучению в области спектра $\lambda < 160$ нм, что приводит к существенному уменьшению ошибок, связанных с наличием рассеянного света, при регистрации солнечного излучения.

Суть технологии сводится к получению на поверхности динодов ВЭУ, а также на поверхности фотокатода слоя окиси бериллия. Окись бериллия

является хорошим эмиттером вторичных и фотоэлектронов, а также, что очень важно, длительное время сохраняет это свойство в процессе работы и при многократном воздействии атмосферного воздуха. Исходным материалом для изготовления фотокатодов и динодов служил сплав Cu–Be (с двумя процентами бериллия). Для формирования на поверхности динодов слоя окиси бериллия проштампованные заготовки прогревались в вакууме, а затем окислялись при высокой температуре.

Для исследований ВЭУ использовались как ВУФ-лампы, так и рентгеновский монохроматор со следующими монохроматическими линиями: $C_{K\alpha}$ (4,44 нм), $B_{K\alpha}$ (6,76 нм), St_{Me} (10,865 нм), Rb (12,866 нм), $Ba_{Nv-OIII}$ (16,46 нм) и $Cs_{Nv-OIII}$ (19,03 нм). Абсолютное число квантов рентгеновского излучения, падающего на исследуемый фотокатод, измерялось с помощью пропорционального счетчика. Импульсный квантовый выход фотокатодов измерялся с помощью самого ВЭУ по методике, описанной в [20]. Оценка погрешностей измерений показала, что точность определения относительных значений квантовых выходов составляет 2–4%, а абсолютных значений – порядка 10–15%. Ниже приведены результаты измерений некоторых характеристик ВЭУ, полученные на рентгеновском монохроматоре.

Зависимость скорости счета n от напряжения, приложенного к делителю ВЭУ, показана на рис. 1. До напряжения 2,5 кВ наблюдается рост скорости счета, что говорит о том, что с увеличением усиления ВЭУ регистрирующая схема считает все большее количество импульсов. В области 2,7–3,8 кВ скорость счета практически не меняется. Начиная примерно с напряжения 3,8–4,0 кВ, вновь наблюдается резкий рост скорости счета, вызванный, по видимому, резким возрастанием автоэлектронной эмиссии или влиянием ионов остаточных газов. Усиление ВЭУ при напряжениях на делителе, соответствующих началу и концу "плато", составляет приблизительно 10^6 – 10^8 [21].

С целью выбора оптимального угла падения пучка квантов рентгеновского излучения на фотокатод была снята зависимость квантового выхода γ от угла скольжения. Результаты представлены на рис. 2. Для удобства сравнения на разных длинах волны квантовый выход дан в относительных единицах.

Поскольку ВЭУ работает в режиме счета импульсов, можно было бы допустить, что собственные шумы ВЭУ не окажут большого влияния на степень достоверности регистрируемого сигнала. Напряжение на делителе ВЭУ выбрано таким образом, что соответствует плато счетной характеристики, т.е. регистрируются все импульсы, или "пачки" элек-

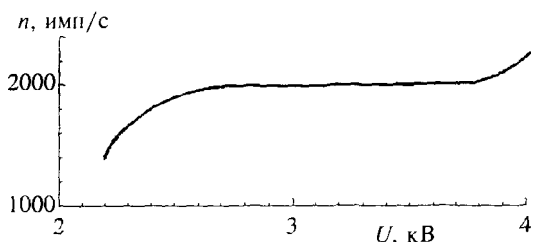


Рис. 1. Счетная характеристика ВЭУ.

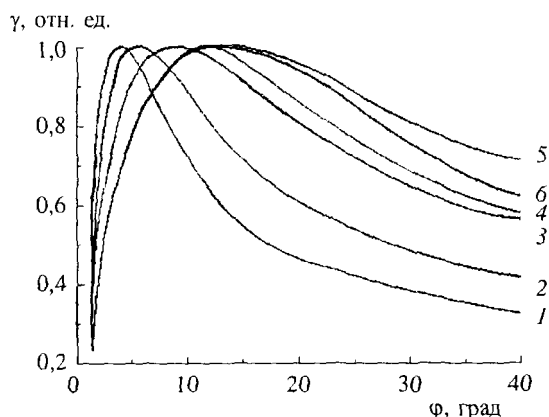


Рис. 2. Зависимость квантового выхода γ фотокатода ВЭУ от угла скольжения ϕ для разных длин волн: 1 – 4,44 нм, 2 – 6,76 нм, 3 – 10,865 нм, 4 – 12,866 нм, 5 – 16,46 нм, 6 – 19,03 нм.

тронов, вылетевшие с фотокатода. Однако необходимо учитывать шумы самого фотокатода. Предположим, что на фотокатод падает в среднем \bar{N} квантов в секунду и что количество падающих фотонов флуктуирует во времени в соответствии с распределением Пуассона со среднеквадратичным отклонением $\sqrt{\bar{N}}$. Следовательно, шум на выходе ВЭУ должен быть пропорционален этой величине, т.е. флуктуации количества импульсов, сосчитанных в единицу времени. При этом отношение сигнала к шуму будет $\bar{N} / \sqrt{\bar{N}} = \sqrt{\bar{N}}$. Однако импульсный квантовый выход фотокатода практически никогда не достигает 100%. В нашем случае он изменяется от долей до десятков процентов. Кроме того, квантовый выход, как любой статистический процесс, флуктуирует во времени. Если на 100 падающих квантов с фотокатода в среднем вылетает $\bar{\gamma}$ "пачек", можно предположить, что эти флуктуации также описываются распределением Пуассона, поскольку акты фотоэлектронной эмиссии не коррелируют друг с другом. В этом случае среднеквадратичное отклонение составит $\sqrt{\bar{\gamma}}$.

В [22] выведена формула, позволяющая рассчитать отношение сигнала к шуму (С/Ш) на выходе усилителя, состоящего из m каскадов, со средними коэффициентами усиления g_1, g_2, \dots, g_m при соответствующих среднеквадратичных отклонениях $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_m$:

$$(C / Ш)_{\text{вых}} = \frac{g_1 g_2 \dots g_m \bar{N}}{\left[(g_1 g_2 \dots g_m)^2 (\sqrt{\bar{N}})^2 + (g_1 g_2 \dots g_m)^2 \sigma_1^2 + \dots + \sigma_m^2 \right]^{1/2}}. \quad (1)$$

В нашем случае рассматривается всего один "каскад" усилителя – фотоэлектронная эмиссия на фотокатоде со средним усилением $\bar{\gamma}$, равным импульсному квантовому выходу, и соответствующим среднеквадратичным отклонением $\sqrt{\bar{\gamma}}$. Тогда

$$(C / Ш)_{\text{вых}} = \frac{\bar{\gamma} \bar{N}}{\left[(\bar{\gamma})^2 (\sqrt{\bar{N}})^2 + (\sqrt{\bar{\gamma}})^2 \right]^{1/2}} = \frac{\bar{\gamma} \bar{N}}{\left[(\bar{\gamma})^2 \bar{N} + \bar{\gamma} \right]^{1/2}} = \frac{\bar{N}}{\sqrt{\bar{N} + 1 / \bar{\gamma}}}. \quad (2)$$

Эта формула справедлива, если все "пачки" электронов, вылетевших с фотокатода, собираются на первом диноде ВЭУ. На самом деле значение импульсного квантового выхода должно быть помножено на коэффициент сбора электронов на первый

динод a , который, естественно, меньше единицы.

Тогда отношение $(C / Ш)_{\text{вых}} = \frac{\bar{N}}{\sqrt{\bar{N} + 1 / a \bar{\gamma}}}$. Из этой

формулы видно, что при малых сигналах \bar{N} и малых квантовых выходах $\bar{\gamma}$ отношение сигнала к шуму на выходе ВЭУ может быть невелико. Это является особенно актуальным для рентгеновского диапазона спектра, где величины \bar{N} и $\bar{\gamma}$ малы.

Таким образом, видно, что для улучшения отношения сигнала к шуму на выходе ВЭУ необходимо в первую очередь увеличивать квантовый выход фотокатода. Одним из путей решения этой проблемы может быть использование, например, фотокатодов с размножением фотоэлектронов по методике, описанной в [23]. В [23] использовались детекторы ядерного излучения, изготовленные из пористых диэлектриков. Эти детекторы имеют хорошее временное разрешение (до 10^{-10} с) и используются для регистрации частиц с энергиями порядка 1–100 кэВ.

Можно отметить еще два фактора, приводящих к увеличению шумов на выходе ВЭУ.

Распределение импульсов по амплитудам на выходе ВЭУ в идеальном случае должно описываться распределением Пуассона. Однако на практике это распределение чаще всего описывается отрицательной экспонентой (распределение Фарри). Причиной этого может послужить, например, неоднородность поверхности фотокатода по квантовому выходу, а также неоднородность поверхности динодов по коэффициенту вторичной электронной эмиссии [24]. К уширению и искажению распределения Пуассона приводит также геометрическое несовершенство формы динодов.

Отрицательно-экспоненциальное распределение импульсов по амплитудам на выходе ВЭУ приводит к тому, что при изменении среднего коэффициента усиления вместо плато на счетной характеристике ВЭУ будет наблюдаться небольшой рост при увеличении напряжения на делителе, что и имеет место почти для всех ВЭУ. Второй причиной, приводящей к росту скорости счета импульсов, может быть автоэлектронная эмиссия с микроненеднородностей на поверхности фотокатода и динодов либо ионно-электронная эмиссия, возникающая при ионизации остаточных газов. Этот рост скорости счета импульсов приводит к тому, что любые флуктуации напряжения на делителе ВЭУ оказывают влияние на сигнал. С этой точки зрения, представляется важным выбор рабочего напряжения на делителе ВЭУ. В [25] предлагается устанавливать рабочее напряжение в начале "плато" счетной характеристики, т.к. в этой области вклад "темновых" шумовых добавок в общее число регистрируемых импульсов еще мал, а недостаток усиления ВЭУ компенсировать за счет

внешних усилительных схем. Однако нужно отметить, что в [25] понятие "плато счетной характеристики" довольно условно, т.е. на "плато" наблюдается значительный рост числа зарегистрированных импульсов по мере увеличения напряжения на делителе ВЭУ. Для ВЭУ, разработанных в ГОИ, такой рост едва заметен. Поэтому можно считать, что даже на конце "плато" вклад "темновых" импульсов в общее число зарегистрированных пренебрежимо мал, что дает возможность регистрировать чрезвычайно малые потоки излучения. Вместе с тем, усиление ВЭУ при напряжениях, соответствующих началу и концу "плато", различается более чем на порядок [21].

2. Результаты калибровки радиометра

Многоканальный радиометр для измерения мягкого рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения разрабатывался в ГОИ им. С.И. Вавилова, начиная с 1956 г., и описан в ряде работ (например, [1, 26]). Широкий спектральный диапазон, в котором он работает (0,14–157 нм), достигается тем, что

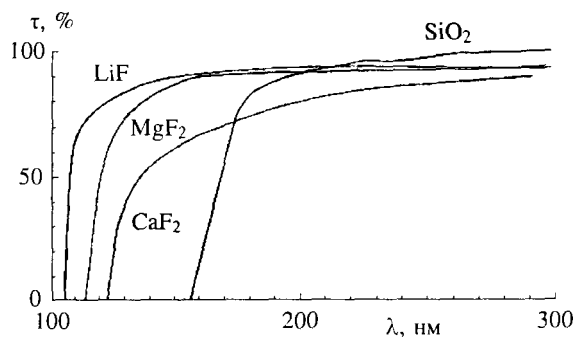


Рис. 3. Спектральное пропускание τ фильтров-кристаллов.

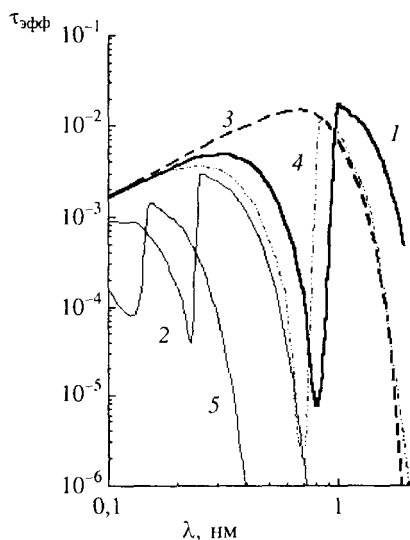


Рис. 4. Эффективное спектральное пропускание $\tau_{эфф}$ фильтров из фольги: 1 – Mg, 2 – Ti, 3 – Be, 4 – Al, 5 – Cu.

в последних модификациях применяется вращающийся диск с двадцатью фильтрами: пленки из фольги Cu, Ti, Be, Al, Mg, тонкие пленки C, B, Be, Al, Ge, Mg, Ti, Sn, In и кристаллы LiF, CaF₂ и SiO₂ (кривые пропускания этих кристаллических фильтров, а также кристалла MgF₂ показаны на рис. 3; кривые пропускания для фильтров из фольги, где учтен квантовый выход фотокатода γ , показаны на рис. 4). В качестве приемника излучения используется ВЭУ.

Кроме фильтров, на диске радиометра установлена таблетка радиоактивного изотопа ⁵⁵Fe, прокалиброванная по излучению с длиной волны 0,2 нм.

Радиометр, помещенный в специальную вакуумную камеру с окном из MgF₂, калибровался в области спектра 113–300 нм. Источником УФ излучения служили дейтериево-аргоновая лампа ДАМ-25 и дейтериево-неоновая калибровочная лампа ДНК-90 (см. табл. 1 [21]). В общем случае регистрируемый сигнал определяется выражением:

$$n = S\Omega \int L_{\lambda} \gamma_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda, \quad (3)$$

где n – число импульсов в секунду, S – площадь входного отверстия; Ω – телесный угол, под которым виден источник излучения; L_{λ} – яркость источника излучения, γ_{λ} – спектральный импульсный квантовый выход детектора в импульсах на квант, τ_{λ} – спектральный коэффициент пропускания оптической системы (в нашем случае окошка вакуумной камеры из MgF₂ и фильтра радиометра). Заменяя в (3) $S\Omega$ на G (геометрический фактор), получим выражение:

$$n = G \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda} \gamma_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda, \quad (4)$$

где λ_1 и λ_2 – границы спектрального интервала.

Результаты вычислений представлены в табл. 2. Значения определялись путем решения уравнения (4) методом итераций с использованием экспериментальных значений n . Значения квантового выхода фотокатода ВЭУ определены с погрешностью $\pm 30\%$.

По параметрам калибровки (табл. 2) рассчитаны итерационные значения n_1 и n_2 ; значение $n_{эксп}$ получено в эксперименте: $n_1 = GI_1 = 9,86 \times 10^{-8} \times 5,07 \times 10^{11} = 5,0 \times 10^4$ имп/с, $n_2 = GI_2 = 9,86 \times 10^{-8} \times 7,58 \times 10^{11} = 7,5 \times 10^4$ имп/с, $n_1 < n_{эксп} < n_2$.

По данным табл. 2 рассчитывались значения импульсного квантового выхода в зависимости от длины волны, соответствующие экспериментальному значению $n_{эксп}$. Эти значения $\gamma(\lambda)$ приведены в табл. 3.

В результате измерений, проведенных как в фотокаатоде из Cu-Be, активированного в кислороде, в довольно широком диапазоне длин волн. Результаты измерений представлены на рис. 5 а,б.

Таблица 1.

Спектральная яркость образцовых ламп

λ , нм	ДАМ-25		ДНК-90		ДНМ-15	
	мВт/(см ² ср нм)	квант/(с см ² × хср мкм)×10 ⁻¹⁸	мВт/(см ² ср нм)	квант/(с см ² × хср мкм)×10 ⁻¹⁸	мВт/(см ² ср нм)	квант/(с см ² × хср мкм)×10 ⁻¹⁸
121,6	6,37	3,9			38,85	23,78
127,1	1,57	1,0			9,55	6,11
131,2	1,58	1,05			9,65	6,37
134,0	2,51	1,69			15,32	10,33
140,0	2,06	1,45			12,54	8,84
145,9	4,02	2,95			24,53	18,02
149,8	3,69	2,79			22,53	16,99
160,8	19,29	15,62			117,66	95,24
165,0	2,64	2,19			16,10	13,37
170,0	0,64	0,54			3,85	3,30
180,0	0,65	0,59			3,98	3,61
190,0	0,72	0,69	1,93	1,27	4,37	4,18
200,0	0,72	0,72	9,30	9,36	4,36	4,41
210,0	0,73	0,78	10,50	11,10	4,47	4,73
220,0	0,65	0,72	10,00	11,07	3,94	4,36
230,0	0,51	0,59	9,10	10,54	3,11	3,60
240,0	0,41	0,50	7,60	9,18	2,53	3,06
250,0	0,37	0,46	6,70	8,43	2,25	2,83
260,0	0,31	0,41	5,50	7,19	1,92	2,51
270,0	0,27	0,36	4,30	5,84	1,63	2,22
280,0	0,22	0,31	3,40	4,78	1,35	1,90
290,0	0,20	0,29	2,50	3,65	1,22	1,78
300,0	0,19	0,29	1,80	2,72	1,17	1,77

Таблица 2.

Параметры калибровки

λ , нм	L_{λ} , квант/(с см ² мкм ср)×10 ⁻¹⁸	$L_{\lambda}\tau_{\lambda}\times 10^{-18}$	$\gamma_1(\lambda)$	$\gamma_2(\lambda)$	$\gamma_1\lambda\tau$	$\gamma_2\lambda\tau$
190	1,27	1,05	1,2×10 ⁻⁵	1,85×10 ⁻⁵	1,26×10 ¹³	1,94×10 ¹³
200	9,36	7,83	3,0×10 ⁻⁶	4,55×10 ⁻⁶	2,35×10 ¹³	3,56×10 ¹³
210	11,1	9,60	1,01×10 ⁻⁶	1,45×10 ⁻⁶	9,70×10 ¹²	1,39×10 ¹³
220	11,07	9,88	4,0×10 ⁻⁷	5,61×10 ⁻⁷	3,95×10 ¹²	5,54×10 ¹²
230	10,54	9,51	8,0×10 ⁻⁸	1,12×10 ⁻⁷	7,61×10 ¹¹	1,06×10 ¹²
240	9,18	8,28	2,0×10 ⁻⁸	2,85×10 ⁻⁸	1,66×10 ¹¹	2,36×10 ¹¹
250	8,43	7,69	3,0×10 ⁻⁹	4,2×10 ⁻⁹	2,31×10 ¹⁰	3,22×10 ¹⁰
260	7,19	6,69	1,2×10 ⁻⁹	1,5×10 ⁻⁹	8,03×10 ⁹	1,0×10 ¹⁰
270	5,84	5,49	8,0×10 ⁻¹⁰	9,1×10 ⁻¹⁰	4,39×10 ⁹	5,0×10 ⁹
280	4,78	4,49	1,1×10 ⁻¹⁰	1,18×10 ⁻¹⁰	4,94×10 ⁸	5,3×10 ⁸
290	3,65	3,43	8,0×10 ⁻¹¹	8,45×10 ⁻¹¹	2,74×10 ⁸	2,90×10 ⁸
300	2,72	2,57	6,0×10 ⁻¹¹	6,85×10 ⁻¹¹	1,54×10 ⁸	1,76×10 ⁸

Таблица 3.

Экспериментальные значения квантового выхода фотокаатода ВЭУ

λ , нм	190	200	210	220	230	240
$\gamma(\lambda)$	1,85×10 ⁻⁵	4,55×10 ⁻⁶	1,45×10 ⁻⁶	5,61×10 ⁻⁷	1,12×10 ⁻⁷	2,85×10 ⁻⁸
λ , нм	250	260	270	280	290	300
$\gamma(\lambda)$	4,20×10 ⁻⁹	1,50×10 ⁻⁹	9,10×10 ⁻¹⁰	1,18×10 ⁻¹⁰	8,45×10 ⁻¹¹	6,85×10 ⁻¹¹

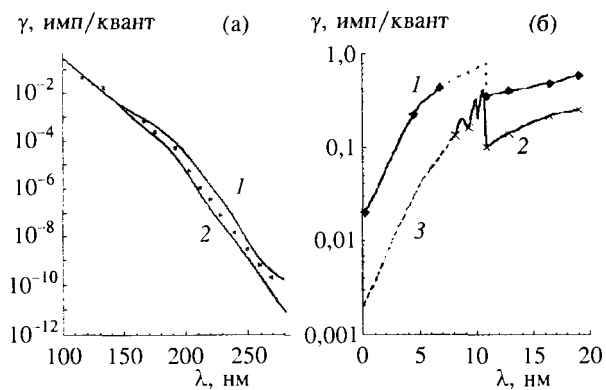


Рис. 5. Квантовые выходы γ фотокатодов из BeO . а: 1 – полученного активированием сплава CuBeAl при $t = 840^\circ\text{C}$; 2 – полученного в тех же условиях, но с дополнительным активированием в кислороде при $t = 600^\circ\text{C}$ [27]; * – результаты, полученные авторами. б: 1 – результаты, полученные в рентгеновском монохроматоре и с радиоактивным источником ^{55}Fe , 2 – результаты [28], 3 – результаты [19, 26].

Необходимо заметить, что значения квантового выхода быстро падают в области $\lambda > 100$ нм, так что в области $\lambda > 160$ нм ими можно пренебречь. Это означает, что используемый ВЭУ нечувствителен к более длинноволновому излучению, в том числе видимому, которое имеет наибольшую интенсивность в спектре Солнца. Настоящие результаты находятся в хорошем согласии с результатами, полученными другими авторами [27].

Квантовый выход фотокатода в диапазоне мягкого рентгеновского излучения довольно высок (десятки процентов) и даже превышает результаты, полученные ранее [19, 26, 28]. Это достигнуто в данной работе благодаря изменению формы фотокатода (с использованием Г-образной формы, что, по-видимому, улучшило сбор вторичных электронов) и выбору оптимального угла, под которым пучок фотонов падает на плоскую рабочую часть фотокатода.

3. Результаты калибровки спектрометра

Модернизированный спектрометр Космического патруля жесткого ультрафиолетового излучения предназначен для измерения спектра излучения Солнца в диапазоне 57–155 нм со спектральным разрешением 1,0 нм [29]. Спектральное разрешение спектрометра выбрано с учетом возможности отделения высших порядков от всех наиболее интенсивных линий солнечного спектра. В то же время оно достаточно низкое, что позволяет получать значительный уровень сигнала от слабого потока солнечного излучения (в области, где доминирует сплошной спектр или малоинтенсивные линии) на фоне рассеянного в спектрометре света от наиболее сильных линий. Диспергирующим элементом в спектро-

метре служит сферическая дифракционная решетка (3600 штр/мм, радиус кривизны 250 мм), нарезанная на слое золота. В этом спектрометре используется классическая схема установки на круге Роуленда. Развертка спектра осуществляется поворотом дифракционной решетки на угол $\pm 1,9^\circ$ относительно среднего положения, при этом угол падения входного луча составляет 27° , а входная и выходная щели незначительно смещаются с круга Роуленда. Спектрометр является сканирующим полихроматором: область спектра 57–155 нм перекрывается тремя каналами (57–92 нм, 89–124 нм, 120–155 нм) шириной около 35 нм, каждый из которых со своей выходной щелью и приемником излучения. Кроме того, предусмотрены еще три канала: два на рабочую область спектра 16–34 нм и 28–63 нм (каналы для опытного определения измерительной способности данного варианта спектрометра в этой области спектра) и один на область спектра в диапазоне среднего ультрафиолета 195–230 нм (вспомогательный канал для юстировок прибора в условиях нормального атмосферного давления). Все пять каналов вакуумной области спектра перекрываются таким образом, что все наиболее интенсивные и важные линии солнечного потока – 30,4; 58,4, около 91 и 121,6 нм – регистрируются дважды за цикл измерения, равный 72 с.

Для калибровки спектрометра использовались следующие лампы:

– ВУФ-лейтериево-неоновая лампа ДНМ-15 с окном из MgF_2 ,

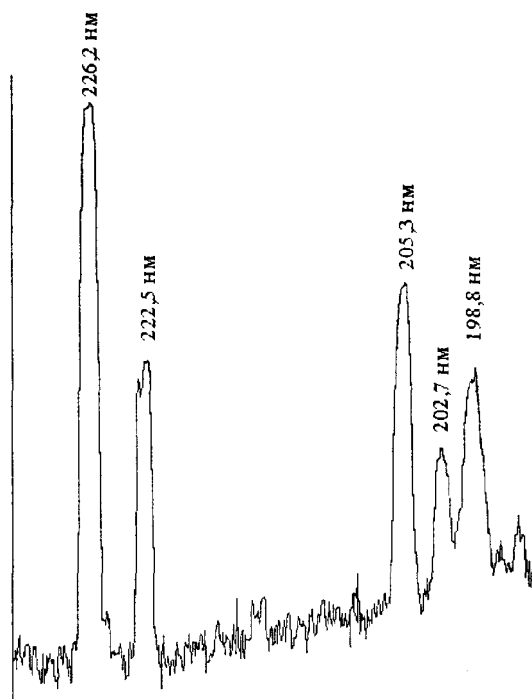


Рис. 6. Спектр излучения лампы ДРГС-12, полученный на воздушном (шестом) канале УФ спектрометра.

– ВУФ-дейтериево-аргоновая лампа ДАМ-25 с окном из MgF_2 (характеристики этих ламп приведены в табл. 1),

– ВУФ-криптоновая резонансная лампа (длины волн излучаемых линий $\lambda = 116$ и $123,6$ нм) с окном из MgF_2 ,

– ВУФ-ксеноновая резонансная лампа (длина волны излучаемой линии $\lambda = 147$ нм) с окном из MgF_2 ,

– УФ дуговая ртутно-гелиевая лампа ДРГС-12 с окном из увиолевого стекла.

Калибровка по длинам волн выполнялась на воздушном (шестом) канале (рис. 6) с использованием калибровочной лампы ДРГС-12. Спектр излучения этой лампы, подключенной к блоку питания СФ-46, был также записан на установке для калибровки фотометрических источников излучения с монохроматором МДР-23. Полученные таким образом спектры (экспериментальные и калибровочный) сопоставлялись между собой, в результате чего определялся градуировочный график по длинам волн для каждого из спектрометров.

Обратная линейная дисперсия для вогнутой дифракционной решетки выражается следующей формулой:

$$d\lambda / d\lambda = \sigma / kR, \quad (5)$$

где σ – постоянная решетки, k – порядок спектра, R – радиус кривизны дифракционной решетки.

Для сканирующего полихроматора выражение (5) справедливо только для среднего положения дифракционной решетки, когда выходные щели находятся на круге Роуланда. Для остальных положений решетки выражение для обратной линейной дисперсии примет вид:

$$d\lambda / d\lambda = \sigma \cos \beta / kR \cos \beta_{cp}, \quad (6)$$

где β и β_{cp} – текущее и среднее значения угла дифракции соответственно.

Значения обратной линейной дисперсии для различных каналов УФ спектрометра приведены ниже:

Номер канала	$d\lambda / d\lambda$, нм/мм		
	$\lambda_{нач}$	$\lambda_{ср}$	$\lambda_{конечн}$
1	1,09	1,11	1,13
2	1,10	1,11	1,12
3	1,10	1,11	1,12
4	1,11	1,11	1,11
5	1,11	1,11	1,11
6	1,10	1,11	1,12

Эти данные показывают, что обратная линейная дисперсия во всех каналах практически одинакова и постоянна.

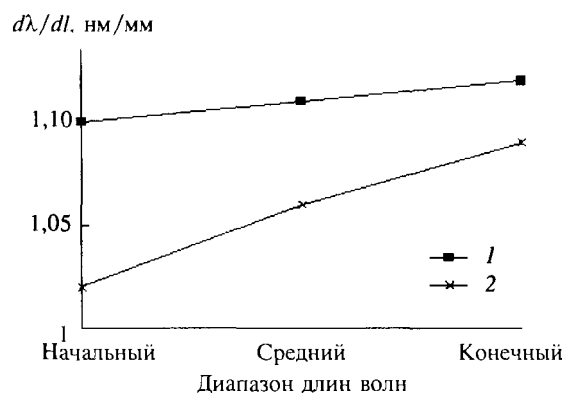


Рис. 7. Кривые обратной линейной дисперсии для шестого канала УФ спектрометра: 1 – рассчитанная, 2 – измеренная.

Измеренная для канала 6 (по спектру из рис. 6) и рассчитанная дисперсионные кривые совпадают друг с другом с точностью до погрешности эксперимента (рис. 7).

Работа 4-го и 5-го каналов проверялась с помощью ламп ДАМ-25 и ДНМ-15 в вакуумной камере. Спектр в диапазоне длин волн $\lambda > 113$ нм регистрировался с помощью самописца (рис. 8). В спектре можно видеть линию водорода L_α и ряд других линий. Левый край спектра соответствует коротковолновой границе пропускания окна из MgF_2 (рис. 3).

Из приведенных рис. 6 и 8 можно сделать следующее заключение о работе спектрометра. Разрешение спектрометра, которое определялось как ширина пика криптоновой лампы ($\lambda = 123,6$ нм) на его полувысоте, составило $\Delta\lambda = 1$ нм. Для определения разрешения был взят пик криптоновой лампы, потому что в районе $\lambda = 123,6$ нм на него не накладываются другие пики, а спектр этой лампы атомный (в отличие от молекулярного спектра водородной лампы). Для лампы с атомным спектром ширина линий не превышает 10^{-3} нм.

Для калибровки спектра дейтериевой лампы ДНМ-15 по длинам волн использовались линии 123,6 и 147 нм, излучаемые криптоновой и ксеноновой лампами [16].

Одной из главных задач являлась калибровка спектрометра на водородных лампах. Как видно из рисунков, основные линии прописываются в спектре как 4-го, так и 5-го каналов. Подтверждается, что спектры этих каналов перекрываются, как и было предсказано расчетом. Так, пик L_α водорода (121,6 нм) четко виден в обоих спектрах.

Для сравнения на рис. 8в приведен спектр четвертого канала с воздушным промежутком между входным и выходным окнами камеры и лампы, в котором часть исходного спектра ВУФ-лампы сильно поглощается.

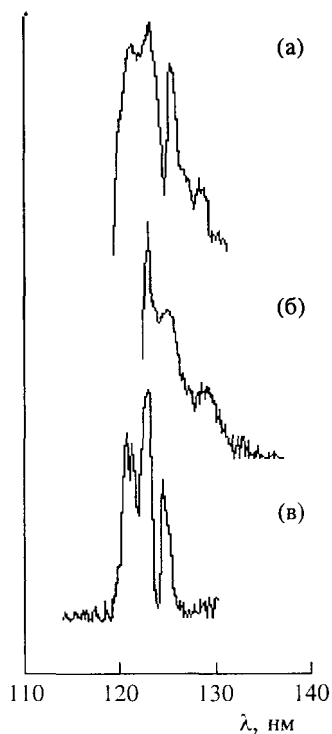


Рис. 8. Спектры дейтериевой лампы, полученные на УФ спектрометре в вакуумной камере: а – на 4 канале, б – на 5 канале, в – на 4 канале (между окном камеры и окном лампы воздушный промежуток 1 см).

Таким образом, калибровка спектрометра по длинам волн в 4, 5 и 6 каналах демонстрирует хорошее (рис. 7) совпадение рассчитанных и измеренных характеристик прибора.

Для оценки пропускания воздушного канала спектрометра в области спектра $\lambda = 195\text{--}230$ нм была собрана установка, оптическая схема которой приведена на рис. 9. Она состоит из дейтериево-неоновой калибровочной лампы ДНК-90, кварцевой осветительной линзы, спектрометра с вогнутой дифракционной решеткой ($N = 3600$ 1/мм, $R = 250$ мм, $\lambda_{\text{блеска}} \approx 34$ нм) и приемника излучения ФЭУ-142 с блоком питания и регистрирующим блоком измерения токов. Максимальная спектральная плотность

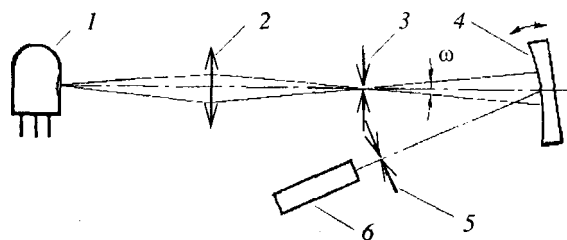


Рис. 9. Оптическая схема установки для измерений пропускания воздушного канала УФ спектрометра: 1 – калибровочная лампа ДНК-90, 2 – кварцевая осветительная линза, 3 – входная щель спектрометра, 4 – дифракционная решетка, 5 – выходная щель спектрометра, 6 – ФЭУ-142.

энергетической яркости (СПЭЯ) лампы ДНК-90, согласно метрологическому свидетельству, имеет место на длине волны $\lambda \approx 230$ нм и равна $B_\lambda = 9,1 \times 10^{10}$ Вт/(м³ср).

Пропускание осветительной кварцевой линзы в области длин волн 195–230 нм изменяется в пределах $\tau = 45\text{--}55\%$. Входная щель спектрометра имеет размер 1,0×1,4 мм (ширина×высота), площадь заштрихованной поверхности решетки $S = 20 \times 25$ мм², выходная щель – отверстие $\varnothing 0,3$ мм, обратная линейная дисперсия спектрометра $d\lambda/dl \approx 1,0$ нм/мм. Спектральная чувствительность фотокатода ФЭУ-142 на $\lambda \approx 230$ нм – $S_{\lambda\text{фк}} \approx 10^{-2}$ А/Вт, коэффициент усиления при напряжении на делителе 2000 В – $K_y \approx 10^6$, спектральная анодная чувствительность $S_\lambda \approx 10^4$ А/Вт.

Изображение излучающей области $\varnothing 1,25$ мм лампы 1 переносилось кварцевой линзой 2 с увеличением $V = 1'$ на входную щель 3 спектрометра. Квазимонохроматическое изображение входной щели 3 переносится вогнутой дифракционной решеткой 4 в плоскость выходной щели 5. Сканирование осуществлялось качанием дифракционной решетки 4 на заданный угол ($\pm 1,9^\circ$) с помощью кулачкового механизма спектрометра.

На длине волны $\lambda = 230$ нм был зарегистрирован фототок $I = 2,68 \times 10^{-6}$ А. При известных фототоке приемника излучения и его спектральной анодной чувствительности $S_\lambda \approx 10^4$ А/Вт можно вычислить световой поток, падающий на ФЭУ: $\Phi' = I/S_\lambda = 2,68 \times 10^{-10}$ Вт.

Кроме того, можно вычислить поток через выходную щель спектрометра при пропускании полихроматора, равном 1.

СПЭЯ для $\lambda = 230$ нм составила $B_\lambda = 9,1 \times 10^{10}$ Вт/(м³ср) = $0,91 \times 10^{-2}$ Вт/(см²ср нм).

Освещенность входной щели с учетом пропускания линзы ($\tau = 55\%$ для $\lambda = 230$ нм) равна:

$E_\lambda = \tau \omega B_\lambda = 0,55 \times 8 \times 10^{-3} \times 0,91 \times 10^{-2} = 4,00 \times 10^{-5}$ Вт/(см²нм), где для схемы Пашена–Рунге на круге Роуланда

$$\omega = S_{\text{решетки}}/R^2 = 20 \times 25 / 250^2 = 8 \times 10^{-3}.$$

Поток излучения, проходящий через изображение выходной щели, в плоскости входной щели спектрометра составляет:

$$\Phi_\lambda = E_\lambda S' = 4,00 \times 10^{-5} \times \pi \times 0,03^2 / 4 = 2,83 \times 10^{-8} \text{ Вт/нм.}$$

Так как $V \approx 1'$ в сагиттальной плоскости полихроматора и $V = 1'$ с учетом меридионального увеличения на окружности Роуланда в меридиональном сечении, то можно считать $D' = D_{\text{вых.щели}} = 0,03$ см.

Входная щель имеет ширину $b = 1$ мм; это означает, что через выходную щель $\varnothing 0,03$ мм проходит излучение спектральной шириной $\Delta\lambda \approx (d\lambda/dl)b = 1$ нм. Поток в этом интервале длин волн равен:

$$\Phi_{\Delta\lambda} = \Phi_{\lambda}\Delta\lambda = 2,83 \times 10^{-8} \text{ Вт.}$$

Пропускание полихроматора на длине волны $\lambda = 230$ нм составит:

$$\tau_{\text{полихр}} = \Phi'/\Phi_{\Delta\lambda} = 2,68 \times 10^{-10} / 2,83 \times 10^{-8} \approx \approx 0,95 \times 10^{-2} \approx 1\%.$$

Рассчитанное значение пропускания спектрометра по каналу № 4 – 10^{-4} . При этом учитывался геометрический фактор спектрометра, энергетические параметры калиброванных ламп и спектральная чувствительность фотоприемника (ВЭУ).

Заключение

Благодаря известному технологическому прорыву в области методологии абсолютных измерений ионизирующей радиации Солнца и в области изготовления "солнечно-слепых" ВЭУ открытого типа [1–7] стало возможным создание комплекса оптико-электронной аппаратуры Космического солнечного патруля нового поколения. В статье показаны функциональные возможности данной аппаратуры и приведены результаты лабораторных спектроскопических исследований в вакуумных камерах ГОИ. Испытания подтвердили работоспособность радиометра и спектрометра и позволили определить их некоторые основные оптико-физические характеристики. Результаты проведенной работы свидетельствуют о готовности данной аппаратуры для использования в Космическом солнечном патруле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Авакян С.В., Воронин Н.А., Ефремов А.И. и др. Методология и аппаратура для космического контроля солнечного ионизирующего излучения // Оптический журнал. – 1998. – Т. 65, № 12. – С. 124–131.
2. Avakyan S.V. On the necessity of the constant space patrol observation of the extreme ultraviolet and soft X-ray solar fluxes. – The paper, submitted to XXI General Assembly of Int. Union of Geodesy and Geophysics, Boulder, USA, July 1995, В 71.
3. Avakyan S.V., Yefremov A.I. Strategy for the patrol of the solar soft X-ray and extreme ultraviolet flux // Proc. SPIE. X-ray and Extreme Ultraviolet Optics. – 1995. – Vol. 2515. – P. 301–309.
4. Тютиков А.М., Ефремов А.И. Вторично-электронные умножители для регистрации длинноволнового рентгеновского излучения // ДАН СССР. – 1958. – Т. 118, № 2. – С. 286–288.
5. Тютиков А.М. Электронные умножители открытого типа // УФН. – 1970. – Т. 100, № 3. – С. 467–503.
6. Avakyan S.V. Radiometric measurements for the purposes of the permanent space patrol of the solar EUV and soft X-ray radiation // Proc. SPIE. Multilayer and Grazing Incidence X-Ray Optics. – 1996. – Vol. 2805. – P. 244–252.
7. Авакян С.В. Кандидатская диссертация "Разработка комплекса методик обработки, его применение к телеметрическим данным спутниковой фильтровой аппаратуры о потоках ионизирующего излучения Солнца и электронов и некоторые механизмы ионизации верхней атмосферы". – Л.: ГОИ, 1974. – 113 с.
8. Ефремов А.И., Авакян С.В., Подмошенский А.Л. и др. Исследование потоков электронов на спутнике "Космос-381" и их влияние на состояние ионосферы //

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра (МНТЦ), Москва (проект #385В), и огромной организационно-научной помощи главного куратора проекта О.В. Лapidуса.

Авторы также благодарны

участникам этой работы: А.И. Ефремову, Г.В. Сазонову, И.М. Прибыловскому, А.Б. Изотову, А.П. Иванову, Е.Ф. Леханову, Н.Н. Тимофееву, Л.П. Шишачкой, И.А. Невяжской,

главным научным консультантам проектов #385В и #1523: профессорам А.Д. Данилову, Г.С. Иванову-Холодному и В.В. Коваленку,

руководству МНТЦ и дирекции ВНЦ ГОИ за постоянную поддержку проекта "Космический солнечный патруль",

профессорам В.Н. Ораевскому и Г.Г. Раикунову, С.В. Федосееву, Ю.А. Хаханову, Ю.И. Бочарову и Н.В. Тарасенко за помощь в решении вопросов запуска оптико-электронной аппаратуры Космического солнечного патруля на Российском сегменте Международной космической станции,

иностранным партнерам проекта: доктору Г. Шмидтке и доктору Н. Пайлеру (Германия), доктору А. Аулворду (Великобритания) и доктору Ж.-П. Делабудинеру (Франция).

Работа поддержана в резолюциях 2-го Международного симпозиума по Программе термосферных, ионосферных и геосферных исследований (TIGER), 9–11 июня 1999 г., ГОИ, Санкт-Петербург, Россия, и Генеральной Ассамблеи Международной ассоциации по геомагнетизму и аэронавтике, 18–30 июля 1999 г., Бирмингем, Великобритания, а также на Генеральных Ассамблеях КОСПАР и УРСИ.

Исследования по геомагн. аэрономии и физике Солнца. – 1974. – Вып. 30. – С. 220–229.

9. *Авакян С.В., Болгарцева М.П., Ефремов А.И. и др.* Потоки электронов во время магнитной бури 14–15 декабря 1970 г. по данным ИСЗ "Космос-381" // Исследования по геомагн. аэрономии и физике Солнца. – 1974. – Вып. 30. – С. 158–161.
10. *Garcia H.A.* Energetic electron pitch angle distribution parameters at 6.6 Re, as deduced from GOES X-ray observations // *Planetary and Space Science*. – 1996. – Vol. 44, № 5. – P. 473–484.
11. *Kahler S.W., Kreplin R.W.* The NRL Solrad X-ray detector: a summary of the observations and a comparison with the SMS/GOES detectors // *Solar Phys.* – 1991. – Vol. 133, № 2. – P. 371–384.
12. *Schmidtke G.* TIGER: Program for Thermospheric-Ionospheric Geospheric Research. Long-term measurement of solar EUV/UV fluxes for thermospheric-ionospheric (TI) modeling and for space weather investigations // *J. Physics and Chemistry of Earth. Part C: Solar-Terrestrial and Planetary Sciences*. – 2000. – Vol. 25, № 5–6.
13. *Tobiska W.K.* Status of the SOLAR 2000 Irradiance Model and Forecast Tool // *J. Physics and Chemistry of Earth. Part C: Solar-Terrestrial and Planetary Sciences*. – 2000. – Vol. 25, № 5–6.
14. *Avakyan S.V., Il'in R.N., Lavrov V.M., and Ogurtsov G.N.* Collision Processes and Excitation of UV Emission from Planetary Atmospheric Gases: A Handbook of Cross Sections (Editor: Avakyan S.V.). – London: Gordon and Breach, 1998. – 344 p.
15. *Авакян С.В., Ильин Р.Н., Лавров В.М., Огурцов Г.Н.* Сечения процессов ионизации и возбуждения УФ излучения при столкновениях электронов, ионов и фотонов с атомами и молекулами атмосферных газов. – СПб.: ГОИ/ФТИ, 2000. – 365 с.
16. *Яковлев С.А., Невяжская И.А.* Ксеноновые и криптоновые резонансные лампы // Тезисы докладов 5 Всесоюзной конференции по фотометрии и ее метрологическому обеспечению. – М., 1984. – 209 с.
17. *Шишацкая Л.П., Яковлев С.А., Волкова Г.А.* Газоразрядные лампы для вакуумной УФ области спектра // *Оптический журнал*. – 1995. – № 7. – С. 72–74.
18. *Avakyan S., Van Esbeek M., Milintchouk A. et al.* Ground test of X-Ray monitor device for flights on boards of satellites // *Proc. 8-th International Symposium on "Materials in Space Environment" and 5-th International Conference on "Protection of materials and structures from the LEO space environment"*, France, Arcachon. – June 2000. – P. 17–23.
19. *Лукирский А.П., Савинов Е.П., Брытов И.А., Шенелев Ю.Ф.* Эффективность ВЭУ с фотокатодами Au, LiF, MgF₂, SrF₂, BeO, KCl и CsI в диапазоне длин волн 23.6–113 Å // *ДАН СССР. Сер. физическая*. – 1964. – Т. XXVIII, № 5. – С. 865–871.
20. *Савинов Е.П., Шемелев И.Н.* Статистика внешнего фотоэффекта массивных фотокатодов // *ЖЭТФ*. – 1971. – Т. 60, вып. 4. – С. 1371–1378.
21. *Avakyan S.V., Andreev E.P., Kvaldin E.V. et al.* The laboratory testing of the space patrol apparatus for the solar ionizing radiation // *Proc. SPIE. Sensors, Systems and Next Generation Satellites III*. – 1999. – Vol. 3870. – P. 451–461.
22. *Шаген П.* ЭОП с канальным электронным умножением / В сб. Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений Т. 1. Под ред. Б. Кейзана. – М.: Мир, 1978. – С. 33.
23. *Лорикян М.П.* Детекторы ядерного излучения и многозарядных частиц с рабочим веществом из пористых диэлектриков // *УФН*. – 1995. – Т. 165, № 11. – С. 1323–1333.
24. *Lombard F.J., Martin F.* Statistics of electron multipliing // *Rev. Sci. Instr.* – 1961. – Vol. 32, № 2. – P. 98–99.
25. *Мотыкин С.В., Шелевой К.Д., Правдин В.Л.* О выборе напряжения питания счетных фотоумножителей по отношению сигнал/шум // *ПТЭ*. – 1990. – № 6. – С. 131–133.
26. *Ефремов А.И., Подмошенский А.Л., Иванов М.А. и др.* Фильтровая аппаратура для исследования коротковолновой радиации Солнца // *Искусственные спутники Земли*. – 1961. – Вып. 10. – С. 48–54.
27. *Шуба Ю.А., Тютиков А.М., Сорокин О.М.* Фотокатоды для исследования коротковолновой радиации Солнца // *Искусственные спутники Земли*. – 1961. – Вып. 10. – С. 55–60.
28. *Савинов Е.П., Лукирский А.П.* Эффективность ВЭУ с фотокатодами Au, Al, Ni, LiF, MgF₂, SrF₂, CsI, KCl и BeO в области длин волн 75–300 Å // *Оптика и спектроскопия*. – 1967. – Т. XXIII, вып. 2. – С. 303–307.
29. *Avakyan S.V., Lebedinskaya M.L., Savushkin A.V.* EUV spectrometer for the space patrol of solar ionizing radiation // *J. Physics and Chemistry of Earth. Part C: Solar-Terrestrial and Planetary Sciences*. – 2000. – Vol. 25, № 5–6.